

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

DÉVELOPPEMENT D'UN TRAITEMENT
ACOUSTIQUE BASSES-FRÉQUENCES À
BASE DE RÉSONATEURS D'HELMHOLTZ
INTÉGRÉS POUR APPLICATION
AÉRONAUTIQUE

Mémoire de maîtrise
Spécialité : génie mécanique

Valentin CHOLLET

Jury : Nouredine ATALLA (directeur)
Olivier DOUTRES
Raymond PANNETON

RÉSUMÉ

Les traitements acoustiques actuels pour parois d'avion sont performants en hautes fréquences mais nécessitent des améliorations en basses fréquences. En effet dans le cas des matériaux classiques cela nécessite une épaisseur élevée et donc les traitements ont une masse très importante. Des solutions sortant de ce cadre doivent donc être développées.

Ce projet de maîtrise a pour but de créer un traitement acoustique à base de résonateurs de Helmholtz intégrés dans un matériau poreux, afin de réfléchir les ondes acoustiques basses fréquences tout en absorbant sur une large bande de fréquences en hautes fréquences.

Le principe est basé sur la conception d'un méta-composite, optimisé numériquement et validé expérimentalement en tube d'impédance et chambres de transmission. La performance du concept sera également étudiée sur une maquette de la coiffe du lanceur Ariane 5 avec un modèle d'analyse énergétique statistique (SEA).

Pour cela, on s'appuie sur les travaux précédents sur les résonateurs d'Helmholtz, les méta-matériaux, les méta-composites et la modélisation par matrices de transfert. L'optimisation se fait via un modèle basé sur les matrices de transfert placé dans une boucle d'optimisation.

Mots-clés : résonateurs, Helmholtz, méta-composite, isolation, basses fréquences, large bande, optimisation, aéronautique

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mon directeur de recherche, Nouredine Atalla, pour la qualité de son encadrement, ses conseils avisés tout au long de cette maîtrise ainsi que pour ses recommandations qui m'ont été très utiles lors de la rédaction de ce mémoire. Sa patience et son soutien ont été déterminants dans la réussite de ce projet.

Je remercie Olivier Doutres pour ses précieux conseils et pour le temps qu'il a consacré à l'évaluation de mon travail, ainsi que Raymond Panneton, membre du jury, pour le temps qu'il a attaché à l'évaluation de ce mémoire.

Mes sincères remerciements à mes amis, collègues de travail et au personnel du GAUS, tout particulièrement à Maxime Bolduc, Raef Cherif, Ahmed Abbad, Majdi Tebbeb, Kamal Kesour, Patrick Levesque, Olivier Robin, Patrick Bouché, Kevin Verdière, Jean-Philippe Regnard, Rémy Oddo et Chantal Simard.

Je remercie également tous les membres du corps professoral et du personnel de l'université avec qui j'ai pu travailler.

Finalement, j'aimerais remercier toute ma famille et mes amis qui m'ont soutenu durant toute cette maîtrise, avec une pensée particulière pour Lucie.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Contexte et définition du problème	1
1.2	Objectif	3
1.3	Périmètre	4
1.4	Description fonctionnelle	5
2	ÉTAT DE L'ART	7
2.1	Modélisation d'un matériau poreux par un fluide équivalent	7
2.2	Résonateurs d'Helmholtz	9
2.3	Contrôle de l'absorption et de la transmission par les résonateurs acoustiques	13
2.4	Développements sur les méta-composites et les méta-matériaux	14
3	OPTIMISATION DU MÉTA-COMPOSITE	23
3.1	Étude paramétrique des dimensions du résonateur d'Helmholtz	23
3.1.1	Réduction à un problème adimensionnel	23
3.1.2	Études paramétriques	24
3.2	Optimisation de la géométrie et contraintes associées	27
3.2.1	Réduction de la dissipation dans le col	27
3.2.2	Optimisation à volume contraint	29
3.2.3	Optimisation de la masse surfacique	32
3.2.4	Rigidité du HR et masse ajoutée	33
3.2.5	Compromis fréquence-masse-performance	37
3.2.6	Essai de différentes géométries, avantages et inconvénients	38
4	MODÉLISATION DU MÉTA-COMPOSITE	41
4.1	Ondes planes en incidence normale	41
4.1.1	Simulation éléments finis - modèle et validation expérimentale . . .	41
4.1.2	Modèle analytique : P-TMM	43
4.1.3	Méthodes d'homogénéisation	45
4.2	Champs diffus	55
4.2.1	Simulation éléments-finis - modèle	55
4.2.2	Méthodes d'homogénéisation et limitations pour le matériau utilisé	56
4.2.3	Modèle analytique : P-TMM en incidence oblique	63
4.2.4	Simulation SEA pour la structure du SYLDA	69
5	VALIDATION EXPÉRIMENTALE DES CONFIGURATIONS OPTI-MISÉES	73
5.1	Haut niveau d'excitation et comportement non-linéaire d'un résonateur . .	73
5.2	Comparaison de plusieurs configurations excitées par des ondes planes . . .	76
5.3	Intégration du résonateur dans la matrice	81
5.4	Validation de la configuration choisie en chambre de transmission	82

6 CONCLUSION	89
A Géométrie n°3	91
B Géométrie n°4	93
LISTE DES RÉFÉRENCES	95

LISTE DES FIGURES

1.1	Fuselage d'avion léger (gaus.recherche.usherbrooke.ca).	1
1.2	Résonateur de Helmholtz (Wikipédia).	3
2.1	Matériau poreux, fibres de polyamides aromatiques.	7
2.2	Résonateur d'Helmholtz.	9
2.3	Configuration périodique de HRs.	12
2.4	Intégration d'un résonateur dans un matériau poreux [Doutres <i>et al.</i> , 2015].	19
3.1	Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz intégré dans une matrice.	23
3.2	Étude paramétrique de la perte par transmission. a) $\beta = 11$ - $\gamma = 11$ - $\delta = 1$. b) $\alpha = 1$ - $\gamma = 11$ - $\delta = 1$	26
3.3	Étude paramétrique de la perte par transmission. a) $\alpha = 1$ - $\beta = 11$ - $\delta = 1$. b) $\alpha = 1$ - $\beta = 11$ - $\gamma = 11$	26
3.4	Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz optimisé.	27
3.5	Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz avec le col placé à l'intérieur.	29
3.6	Étude paramétrique - performance maximale en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $5\% < r_t < 30\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$	31
3.7	Étude paramétrique - performance maximale (IL [dB]) en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $r_t = 10\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$	31
3.8	Étude paramétrique - masse volumique en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $5\% < r_t < 30\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$	32
3.9	Étude paramétrique - masse volumique [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $r_t = 10\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$ - $\rho_{mat} = 1200 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$ - $h = 1 \text{ mm}$	33
3.10	Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz - faces avant/arrière. .	34
3.11	À gauche, face arrière du résonateur, à droite, face avant du résonateur, avec les raidisseurs.	34
3.12	Étude paramétrique - masse volumique [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $r_t = 10\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$ - $\rho_{mat} = 1200 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$ - h_{lat} varie avec D_i - $h_{cyl} = 0.9 \text{ mm}$ - $h_{col} = 0.7 \text{ mm}$	36
3.13	Étude paramétrique - IL/Masse volumique [$\text{dB} \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $r_t = 10\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$ - $\rho_{mat} = 1200 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$ - h_{lat} varie avec D_i - $h_{cyl} = 0.9 \text{ mm}$ - $h_{col} = 0.7 \text{ mm}$	37
3.14	Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz avec un col conique. .	39

3.15	Étude paramétrique de l'effet de l'ajout d'un cône $l_c = 4 \text{ cm}$ - $r_0 = 9.75 \text{ mm}$ - $\omega_0 = 385 \text{ Hz}$ - $TL_0 = 22 \text{ dB}$. a) Pulsation de résonance réduite. b) Perte par insertion à la résonance par rapport à un résonateur avec un col cylindrique de même longueur ($l/l_c = 0$, $r/r_0 = 1$).	40
4.1	Photo du résonateur d'Helmholtz utilisé pour les expérimentations.	42
4.2	Photo du tube d'impédance de section carrée de largeur 301 mm utilisé pour les expérimentations.	42
4.3	Absorption et TL comparés entre éléments finis et mesure. a) Absorption. b) Perte par transmission.	44
4.4	Schéma expliquant les configurations AB et BA.	45
4.5	Nombre d'onde équivalent pour un résonateur intégré dans une mousse. a) Nombre d'onde extrait dans le sens AB. b) Nombre d'onde extrait dans le sens BA.	46
4.6	Impédance équivalente normalisée pour un résonateur intégré dans une mousse. a) Impédance extraite dans le sens AB. b) Impédance extraite dans le sens BA.	47
4.7	Absorption pour une méthode directe et indirecte (Equ). Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) un résonateur avec de la mousse - méthode équivalente, 3) Mousse seule - méthode directe, 4) Mousse seule - méthode équivalente. a) Absorption dans le sens AB. b) Absorption dans le sens BA.	48
4.8	TL pour une méthode directe et indirecte (Equ). Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) un résonateur avec de la mousse - méthode équivalente, 3) Mousse seule - méthode directe, 4) Mousse seule - méthode équivalente. a) Absorption dans le sens AB. b) Absorption dans le sens BA.	49
4.9	a) - b) Schéma du montage expérimental, composé d'un tube d'impédance pour mesurer les propriétés acoustiques et équivalentes d'un élément résonant intégré dans une matrice poreuse. a) Configuration régulière "AB". b) Configuration inversée "BA". c) - d) Photos des échantillons et du tube. . .	51
4.10	Absorption pour une mesure comparée au modèle analytique. Légende : résonateur (HR), mousse (M). a) Absorption dans le sens AB. b) Absorption dans le sens BA.	52
4.11	TL pour une mesure comparée au modèle analytique. Légende : résonateur (HR), mousse (M). a) TL dans le sens AB. b) TL dans le sens BA.	53
4.12	Nombres d'ondes mesurés pour le traitement et calculé pour la mousse. a) Partie réelle. b) Partie imaginaire.	54
4.13	Impédance normalisée mesurée pour le traitement et calculée pour la mousse.	54
4.14	Maillage coïncident utilisé sur les frontières de la cellule périodique dans une simulation EF. PML (Perfectly Matched Layer), BPF (Background Pressure Field).	56
4.15	Ondes acoustiques transmises et réfléchies entre deux milieux, en incidence oblique avec un fond rigide.	57

4.16 Ondes acoustiques transmises et réfléchies entre trois milieux, en incidence oblique.	59
4.17 Absorption et perte par transmission pour une méthode directe et indirecte (Equ) avec une excitation en onde plane à 60°. Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) un résonateur avec de la mousse - méthode équivalente, 3) Mousse seule - méthode équivalente. a) Absorption. b) Perte par transmission.	61
4.18 Absorption et perte par transmission pour une méthode directe et indirecte (Equ) avec une excitation en champs diffus. Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) Mousse seule - méthode équivalente, 3) un résonateur avec de la mousse - méthode équivalente. a) Absorption. b) Perte par transmission.	63
4.19 Capture d'écran de la configuration utilisée pour la simulation éléments finis. PML (Perfectly Matched Layer), BPF (Background Pressure Field). .	64
4.20 Absorption et impédance de surface normalisée pour différentes incidences.	65
4.21 Absorption et perte par transmission pour une méthode directe et indirecte (P-TMM) avec une excitation en champs diffus. Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) Mousse seule - méthode P-TMM, 3) un résonateur avec de la mousse - méthode P-TMM. a) Absorption. b) Perte par transmission.	67
4.22 Panneau sandwich-composite traité.	67
4.23 Absorption et perte par transmission pour la méthode P-TMM avec une excitation en champs diffus pour un sandwich-composite orthotrope. Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode P-TMM, 2) Mousse seule - méthode P-TMM, a) Absorption. b) Perte par transmission.	68
4.24 Structure du SYLDA utilisée en SEA.	70
4.25 a) Pression quadratique moyenne dans la cavité du SYLDA, pour la mousse seule (M) et pour la mousse avec résonateurs intégrés (HR + M). b) Perte par insertion de la mousse avec résonateurs intégrés par rapport à la mousse seule.	71
5.1 Banc de test composé d'un haut-parleur et d'un tube d'impédance de 100 mm de diamètre. Microphones numéro 1, 2 et 3 indiqués en rouge.	73
5.2 Schéma du montage expérimental, composé d'un tube d'impédance pour mesurer les propriétés acoustiques d'un élément résonant intégré dans une matrice poreuse.	74
5.3 a) Absorption. b) Perte par insertion du HR pour différents niveaux d'excitation [dB re 20 μ PaRMS].	75
5.4 Géométrie n°1 utilisée pour les expérimentations. L'élément résonant est une boule de Noël.	76
5.5 Géométries n°2.1 (à gauche), 2.2 (au centre), et 2.3 (à droite) utilisées pour les expérimentations. L'élément résonant est fabriqué par impression 3D. 2.1-2.2) Plastique de type ABS. 2.3) Plastique de type ABS renforcé de carbone.	77

5.6	Géométrie n°3 utilisée pour les expérimentations. L'élément résonant est fabriqué par impression 3D. La forme allongée permet d'augmenter la rigidité sur la face frontale.	77
5.7	a) Absorption. b) Perte par transmission pour différentes configurations. .	78
5.8	Illustration du décalage introduit entre le HR et la mousse.	80
5.9	Comparaison des configurations avec un décalage de 0 cm et 2 cm. a) Absorption pour la géométrie n°3. b) Perte par transmission pour la géométrie n°3. c) Absorption pour la géométrie n°2. d) Perte par transmission pour la géométrie n°2.	80
5.10	Photographie du HR conforme à la géométrie n°4. Vue de dessus à gauche, vue en perspective à droite.	82
5.11	Photographie du montage utilisé pour la mesure en champs diffus. En haut à gauche, panneau d'aluminium placé dans la chambre réverbérante. En haut à droite, la chambre réverbérante. En bas à gauche, le traitement acoustique placé dans la chambre semi-anéchoïque. En bas à droite, le traitement acoustique utilisé.	85
5.12	Schéma de la technique utilisée pour le moyennage spatial de l'intensité. . .	85
5.13	a) Perte par transmission de la mousse seule (M), de HRs intégrés dans la mousse (HR + M), et de HRs intégrés dans la mousse pour le modèle P-TMM (P-TMM). b) Perte par insertion des HRs intégrés dans la mousse avec un décalage de 0 cm (HR + M), 2 cm (d) (HR + M - d), et 0 cm avec le modèle P-TMM (P-TMM).	87

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Liste des exigences fonctionnelles	5
3.1	Correspondance paramètres dimensionnels - paramètres adimensionnels. . .	23
3.2	Correspondance paramètres adimensionnels - paramètres dimensionnels (va- lable pour $\delta_c \ll L$).	24
3.3	Paramètres du modèle de Johnson-Champoux-Allard de la mélamine ultra- light utilisée dans les simulations numériques.	25
3.4	Paramètres du modèle de Johnson-Champoux-Allard de la mélamine ultra- light utilisée pour l'étude de performance maximale.	30
3.5	Comparaison des masses surfaciques d'une paroi pour différentes configura- tions, pour une rigidité de flexion identique.	35
3.6	Paramètres géométriques du résonateur d'Helmholtz.	35
4.1	Paramètres géométriques du résonateur d'Helmholtz.	46
4.2	Paramètres géométriques du résonateur d'Helmholtz.	50
4.3	Paramètres mécaniques du coeur du panneau sandwich dans les directions principales 1, 2 et 3.	68
4.4	Paramètres mécaniques des peaux du panneau sandwich.	68
5.1	Paramètres utilisés pour les HRs.	79
5.2	Épaisseur et masse des parois arrière des HRs.	80
5.3	Paramètres du modèle de Johnson-Champoux-Allard de la mousse polyure- thane.	82
5.4	Étude de la variabilité des paramètres des HRs.	83
5.5	Propriétés du panneau d'aluminium utilisé pour les tests en chambres de transmission.	84

LEXIQUE

Terme technique	Définition
Méta-matériaux	Matériaux artificiels conçus pour avoir des propriétés qui ne sont pas trouvées dans la nature
Cristal phononique	Structure périodique composée de matériaux de propriétés élastiques distinctes, conçues pour modifier la propagation des ondes acoustiques

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
$\tilde{\rho}$	Masse volumique équivalente
\tilde{K}	Module de compressibilité équivalent
ρ_0	Masse volumique de l'air
α_∞	Tortuosité dynamique
j	$\sqrt{-1}$
γ	Rapport des chaleurs spécifiques de l'air
ω	Pulsation d'excitation
f	Fréquence d'excitation
ν	Viscosité cinématique de l'air
k_0	Perméabilité statique visqueuse
ϕ	Porosité
Λ	Longueur caractéristique visqueuse
Λ'	Longueur caractéristique thermique
k'_0	Perméabilité statique thermique
Pr	Nombre de Prandtl
ρ_1	Masse volumique de la matrice d'un poreux
m	Masse équivalente du col du résonateur de Helmholtz (HR)
s	Raideur équivalente de la cavité du HR
S	Surface frontale du col du HR
L	Longueur du col du HR
c_0	Vitesse du son dans l'air
V	Volume de la cavité du HR
f_r	Fréquence de résonance du HR
ω_r	Pulsation de résonance du HR
δ_c	Correction de longueur du col du HR
s_i	Surface du col divisée par la surface intérieure projetée parallèle du HR
D_i	Diamètre du HR
H	Longueur de la cavité du HR
R	Rayon du col du HR
R_s	Résistance de surface
η	Viscosité dynamique de l'air
Z_r	Partie réelle de l'impédance
Z_{HR}	Impédance du HR
s_e	Surface du col divisée par la surface extérieure projetée parallèle du HR
Z_0	Impédance caractéristique de l'air
k	Nombre d'onde correspondant à la pulsation d'excitation
D_e	Largeur d'une cellule périodique
n_{eq}	Indice de réfraction équivalent du milieu

Symbole	Définition
c_{eq}	Vitesse de propagation du son équivalente
R_a	Coefficient de réflexion anéchoïque
T_a	Coefficient de perte par transmission
L_0	Épaisseur de l'échantillon équivalent
Z_{eq}	Impédance caractéristique équivalente
ζ_{eq}	Impédance équivalente réduite
T^{sym}	Matrice de transfert symétrique du matériau
k_{eq}	Nombre d'onde équivalent dans le matériau
Y^n	Matrice d'admittance de l'élément n
T^n	Matrice de transfert de l'élément n
r_n	Ratio de surface de l'élément n
M_s	Masse surfacique du résonateur
M_{HR}	Masse du résonateur
α	Paramètre géométrique adimensionnel
β	Paramètre géométrique adimensionnel
γ	Paramètre géométrique adimensionnel
δ	Paramètre géométrique adimensionnel
ω^*	Paramètre fréquentiel adimensionnel
K	Module de compressibilité de l'air
H_0	Épaisseur maximale du traitement acoustique
ρ	Masse volumique du traitement
e	Rapport d'impédance des milieux
T_π	Coefficient de transmission de puissance
r_t	Ratio de remplissage surfacique des HRs sur le traitement acoustique
k_r	Nombre d'onde à la fréquence de résonance
E	Module d'Young du matériau de construction
t	Épaisseur des peaux du sandwich du disque arrière du HR
h_{lat}	Épaisseur totale du disque arrière du HR
ν_0	Coefficient de poisson du matériau de construction
$D_{sandwich}$	Rigidité de flexion d'une plaque sandwich
C_{me}	Compliance du disque arrière du résonateur
h_{cyl}	Épaisseur du cylindre latéral du HR
h_{col}	Épaisseur du col du HR
l_c	Longueur totale du col pour un col conique
l	Longueur de la partie conique du col
r_0	Rayon majeur du col pour un col conique
r	Rayon mineur du col pour un col conique
T^{asym}	Matrice de transfert asymétrique du matériau
k_{ab}	Nombre d'onde équivalent du matériau asymétrique
k_{ba}	Nombre d'onde équivalent du matériau asymétrique
k'	Nombre d'onde équivalent du matériau asymétrique
Z'	Impédance équivalente du matériau asymétrique
δ_i	Correction de longueur interne du col du HR

Symbole	Définition
δ_e	Correction de longueur externe du col du HR
θ	Angle d'incidence de l'excitation
Z_s	Impédance de surface
k_z	Nombre d'onde dans la direction z
k_x	Nombre d'onde dans la direction x
α	Coefficient d'absorption
α_d	Coefficient d'absorption en champs diffus
τ	Coefficient de transmission
τ_d	Coefficient de transmission en champs diffus
σ	Coefficient de correction de surface
G	Module de cisaillement
d_0	Décalage entre la surface frontale du col du HR et la surface du traitement acoustique
L_p	Niveau de pression acoustique référencé à 20 μPa dans la chambre réverbérante
L_i	Niveau d'intensité acoustique référencé à 1 pW.m^{-2} au niveau du panneau acoustique du côté de la chambre anéchoïque

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
CRIAQ	Consortium de Recherche et d'Innovation en Aérospatiale au Québec
EF	Éléments finis
GAUS	Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke
LCMA	Laboratoire de Caractérisation des Matériaux Acoustiques
HR	Résonateur de Helmholtz
SEA	Statistical Energy Analysis
SYLDA	SYstème de Lancement Double Ariane
TMM	Transfert Matrix Method (Méthode des matrices de transfert)
P-TMM	Parallel-Transfert Matrix Method (Méthode des matrices de transfert)
UdeS	Université de Sherbrooke
JCA	Johnson-Champoux-Allard
PML	Perfectly Matched Layer
3M2C	3 microphones 2 cavités
1D	Une dimension
2D	Deux dimensions
3D	Trois dimensions
TL	Transmission loss (Perte par transmission)
IL	Insertion loss (Perte par insertion)

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Contexte et définition du problème

Dans le secteur de l'aéronautique, des matériaux tels que les composites sont de plus en plus utilisés et remplacent progressivement les métaux, en particulier l'aluminium. Ceux-ci possèdent en effet un rapport poids/rigidité beaucoup plus faible que les matériaux traditionnels et ils sont donc très prisés pour leurs caractéristiques mécaniques avantageuses. De plus, ils amortissent très peu les vibrations. De telles propriétés sont favorables à la transmission des ondes acoustiques et des vibrations. Ceux-ci sont donc peu performants dans le domaine de l'acoustique. C'est le cas par exemple, pour le fuselage de la figure 1.1, construit en sandwich-composite (nid d'abeille et fibres de carbone). Il est donc important de développer de nouveaux traitements acoustiques efficaces sur une large bande de fréquence, légers et nécessitant peu de maintenance pour pouvoir être utilisés en aéronautique.



Figure 1.1 Fuselage d'avion léger (gaus.recherche.usherbrooke.ca).

Les principales sources de bruit auxquelles sont soumises les parois d'avions sont :

- le bruit de couche limite turbulente, provoqué par la formation et la propagation des tourbillons dans la couche d'air immédiatement en contact avec la paroi extérieure ;
- les vibrations induites par les moteurs qui se propagent grâce aux liens solides entre la coque de l'avion et les moteurs ;

- le bruit aéro-acoustique provoqué par les mouvements d'air autour de l'avion. Ceux-ci sont créés par les protubérances macroscopiques sur le fuselage telles que les volets et le train d'atterrissage ;
- le bruit de soufflante du turbo-réacteur, important au décollage, transmis par voie aérienne à la paroi extérieure du fuselage.

Le champ sonore total dû à toutes ces sources de bruit est large bande dans le cas des trois premières sources acoustiques et concentré sur certaines fréquences dans le cas du bruit de soufflante. Il est également diffus et présent sur toute la surface extérieure de la coque et se transmet à l'intérieur de l'avion en passant à travers les différentes couches isolantes et les chemins solides qui relient la coque extérieure aux panneaux de garniture intérieurs.

Les traitements classiquement utilisés sont efficaces aux hautes fréquences mais peu performants en basses fréquences. En effet habituellement les traitements acoustiques sont des mousses ou des fibreux tels que de la mousse de mélamine ou des fibres synthétiques. Il est donc important de trouver des solutions innovantes pour améliorer l'isolation en basses fréquences.

Le Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (GAUS) en partenariat avec Bombardier Aéronautique et Airbus Defence and Space dans le cadre d'un projet CRIAQ s'intéresse à de telles problématiques. Des travaux sont réalisés dans le but d'améliorer l'isolation acoustique à travers les chemins solidiens et aériens dans les fuselages d'avions légers. Les différentes pistes qui sont explorées afin d'améliorer l'isolation acoustique sont :

- l'amélioration de l'isolation à travers les liens qui relient la coque extérieure aux parois intérieures. Une amélioration de la couche isolante thermique et acoustique n'est pas suffisante et doit être conduite en parallèle ;
- l'amélioration de la couche isolante thermo-acoustique ;
- l'ajout de traitements acoustiques sur les parois sandwich en nid d'abeille, telles que sur le fuselage de la figure 1.1.

Ce projet s'appuie sur l'amélioration de la couche isolante thermo-acoustique. Il existe plusieurs manières d'améliorer l'isolation acoustique de cette couche. Il est possible de modifier les propriétés du film plastique qui contient les matériaux isolants. Il est aussi possible de modifier les matériaux isolants eux-mêmes. Plusieurs problèmes se posent cependant, puisqu'ils doivent être performants dans le domaine thermique et acoustique. De plus ils doivent répondre aux exigences de sûreté en aéronautique (incendie).

L'autre difficulté réside dans le traitement acoustique même. Pour être performant en basses fréquences, il doit être lourd, d'après la loi de masse. Or en aéronautique l'ajout important de masse n'est pas possible pour améliorer les performances acoustiques.

Une nouvelle piste est d'intégrer des éléments résonants tels que sur la figure 1.2 à l'intérieur de la couche isolante. Cela permet de ne pas dégrader de manière trop importante les propriétés existantes et d'améliorer l'isolation acoustique en basses fréquences tout en n'augmentant pas beaucoup la masse. Entre autres, des travaux ont déjà été réalisés au



Figure 1.2 Résonateur de Helmholtz (Wikipédia).

GAUS par [Doutres *et al.*, 2015] sur l'intégration de résonateurs de Helmholtz (HR) dans un matériau poreux afin d'améliorer la couche isolante acoustique. Les outils de caractérisation nécessaires à la validation d'un tel traitement acoustique sont présents au laboratoire : tubes d'impédances utilisables à fort niveau, chambre anéchoïque/réverbérante et un fuselage d'avion pour les test (figure 1.1).

1.2 Objectif

L'objectif de ce projet de recherche est donc de développer un traitement acoustique à base de résonateurs d'Helmholtz intégrés dans un matériau poreux, afin de réfléchir les ondes acoustiques basses fréquences tout en absorbant sur une large bande de fréquences en hautes fréquences dans le cadre d'une application aéronautique.

Plus spécifiquement, l'objectif est d'optimiser numériquement sur une large bande de fréquences, l'efficacité acoustique de cette solution en déterminant une configuration optimale, puis de valider expérimentalement son efficacité. Pour cela on doit modéliser le matériau acoustique, tracer un graphe représentatif de la performance de celui-ci en fonction des différentes contraintes imposées (masse surfacique, fréquence de résonance du HR, etc), puis trouver la configuration optimale.

Le second objectif sera de prévoir la performance du matériau acoustique soumis à différentes excitations (ondes planes ou champs diffus) et de calculer l'amélioration de performance apportée par le traitement acoustique lorsqu'il est intégré dans le système réel grâce à une maquette numérique.

Le troisième objectif sera de fabriquer et de tester des prototypes à l'aide de la combinaison optimale afin de valider les modèles utilisés, à plusieurs niveaux d'excitation. Le dernier objectif sera la fabrication grande échelle d'un prototype pour démontrer l'efficacité du traitement dans un test de perte par transmission en chambres couplées.

On obtient donc les questions suivantes : quelle est la configuration qui maximise l'isolation acoustique pour un résonateur ? Comment combiner les résonateurs de manière à maximiser l'isolation acoustique tout en gardant un encombrement et une masse acceptables (ex : sur une sphère, écran perforé avec résonateurs en nid d'abeilles, etc) ? Quelles sont les trois configurations les plus prometteuses (après optimisation de la géométrie) que l'on peut déterminer ? Comment les déterminer à partir du cahier des charges ? Comment calculer la performance en champs diffus du matériau acoustique ? Comment intégrer ce traitement acoustique dans une maquette numérique (FEM ou SEA) alors qu'il n'est pas homogène ? Parmi les trois configurations prometteuses sélectionnées, quelle est la plus performante en réalité (en ondes planes) ? Peut-on en réduire la masse ? Ses performances correspondent-elles au modèle développé ? Est-elle performante en champs diffus ? Est-elle performante sur un système réel (intégration dans un modèle SEA existant) ?

1.3 Périmètre

Le principe est basé sur la conception d'un méta-composite. La performance du concept sera étudiée sur un tronçon du Learjet 85 de Bombardier ainsi que sur la coiffe du lanceur Ariane 5.

1.4 Description fonctionnelle

Le traitement acoustique doit répondre à certaines exigences, en terme de poids, d'intégration dans le fuselage, de taille, et viser certaines fréquences spécifiques. Ces exigences sont décrites dans le tableau 1.1

Tableau 1.1 Liste des exigences fonctionnelles

Contrainte	Objectif	Description
Isoler en basses fréquences	$IL > 5 \text{ dB}$ et $100 \text{ Hz} < f_r < 400 \text{ Hz}$	Perte par insertion en champs diffus (IL) à une fréquence spécifique (f_r)
Espace limité	$H_0 < 10.15 \text{ cm}$	Épaisseur maximale du traitement (H_0)
Absorber en hautes fréquences	$\alpha > 0.9$ pour $f > 400 \text{ Hz}$	Absorption en champs diffus (α)
Poids limité	5%	Masse du traitement par rapport à la paroi
Modularité		Le traitement acoustique doit être démontable, pas de collages, etc.
Résistance au feu		Le traitement doit être ignifugé.
Fixation des éléments résonants		Les éléments résonants doivent être fixés dans le traitement.

CHAPITRE 2

ÉTAT DE L'ART

Cette maîtrise s'appuie sur l'intégration de résonateurs de Helmholtz (HR) dans un matériau poreux afin de créer un méta-composite aux propriétés choisies spécifiquement afin de réfléchir les ondes acoustiques en basses fréquences. La première partie de l'état de l'art explique la modélisation en fluide équivalent et son application aux matériaux poreux. La seconde partie s'intéresse à la modélisation des HRs. Le type de modélisation utilisé pour le HR étant dépendant de sa géométrie (corrections de longueur du col, cas limites géométriques), l'ensemble des cas limites géométriques est cité. On s'intéresse particulièrement à la correction de longueur du col qui change fortement les résultats suivant le modèle choisi. Les différentes utilisations des résonateurs afin de contrôler l'absorption et la transmission sont décrites puis enfin les avancées récentes sur les méta-matériaux.

2.1 Modélisation d'un matériau poreux par un fluide équivalent

On s'intéresse ici à la modélisation des matériaux poreux, tels que représentés sur la figure 2.1, à partir de propriétés mesurées expérimentalement, dans le but de prédire leur absorption ainsi que leur perte par transmission seuls, ou lorsqu'ils seront combinés avec des HRs.



Figure 2.1 Matériau poreux, fibres de polyamides aromatiques.

Il existe plusieurs manières de modéliser un matériau poreux. L'une d'elle, phénoménologique, est en se servant d'un fluide équivalent. Pour cela on décrit les paramètres gouvernant la propagation des ondes dans un fluide, tels que le module de compressibilité dans ce fluide et sa masse volumique en fonction de plusieurs paramètres. [Allard et Atalla, 2009]

ont défini une formulation générale avec $\alpha'(\omega)$ défini plus bas :

$$\tilde{\rho}(\omega) = \frac{\rho_0 \nu \phi}{j\omega k_0} \left[1 - b + b \left(1 + \left(\frac{2\alpha_\infty k_0}{b\phi\Lambda} \right)^2 \frac{j\omega}{\nu} \right)^{1/2} \right] + \alpha_\infty \quad (2.1)$$

$$\tilde{K}(\omega) = \frac{P_0}{1 - \frac{\gamma-1}{\gamma\alpha'(\omega)}} \quad (2.2)$$

Les propriétés du milieu équivalent sont réelles dans le cas d'un milieu avec de faibles pertes, mais lorsque celles-ci sont importantes la masse volumique $\tilde{\rho}$ et le module de compressibilité \tilde{K} deviennent des fonctions complexes de la fréquence. L'évolution de ces deux paramètres décrit le comportement de la phase fluide à une échelle macroscopique. La masse volumique effective tient compte des pertes visqueuses alors que le module de compressibilité effectif tient compte des pertes d'origine thermiques. Les modèles les plus répandus aujourd'hui sont les modèles de Johnson, Johnson-Champoux-Allard, Johnson-Champoux-Allard-Lafarge, Johnson-Lafarge et Pride-Lafarge qui possèdent respectivement 4, 5, 6, 7 et 8 paramètres. Ces paramètres ont été introduits afin de tenir compte des comportements asymptotiques des effets visqueux et thermiques en hautes et basses fréquences. En effet les mécanismes d'absorption dans les matériaux poreux ont lieu dans les couches limites près des parois de la matrice, à cause du cisaillement provoqué par les mouvements du fluide et de la conduction thermique. Une synthèse à propos de ces différents modèles est faite par [Brouard *et al.*, 2003] ainsi que [Allard et Atalla, 2009]. Le modèle auquel on s'intéresse ici est le modèle de Johnson-Champoux-Allard. Le premier modèle développé par [Johnson *et al.*, 1987] est basé sur l'interpolation des comportements des effets visqueux en hautes et basses fréquences. Ils introduisent pour cela deux paramètres : la tortuosité en fluide parfait α_∞ ainsi que la longueur caractéristique visqueuse Λ , avec $b = 1$ dans la formule 2.1.

Le modèle donne une masse volumique qui se comporte correctement en hautes fréquences, mais sa partie réelle diverge des résultats expérimentaux en basses fréquences, même si les résultats sont très proches du modèle exact ($b \neq 1$). Par la suite [Champoux et Allard, 1991] ont proposé un modèle prenant en compte les effets thermiques de manière analogue, en introduisant une longueur caractéristique thermique Λ' , ce qui permet d'avoir un comportement plus réaliste du module de compressibilité dynamique. Le modèle est simple, mais ne mène pas forcément à une erreur importante dans l'évaluation de l'impédance de surface, parce que la dissipation est principalement créée par la viscosité dans la masse volumique équivalente. C'est le modèle couramment utilisé à cause de la difficulté à mesurer

la perméabilité statique thermique k'_0 nécessaire à un modèle plus précis :

$$\alpha'(\omega) = \frac{\nu' \phi}{j\omega k'_0} \left[1 + \left(\frac{2k'_0}{\phi \Lambda'} \right)^2 \frac{j\omega}{\nu'} \right]^{1/2} + 1 \quad (2.3)$$

Avec $k'_0 = \frac{\phi \Lambda'^2}{8}$ et $\nu' = \nu / Pr$. Le modèle de Johnson-Champoux-Allard est suffisamment précis pour nos expérimentations, mais reste assez simple à mettre en oeuvre au vu du nombre de paramètres à caractériser.

On doit également s'intéresser à la modélisation de la matrice élastique du matériau poreux. Elle peut être considérée comme rigide, élastique ou souple [Allard et Atalla, 2009]. Lorsque l'on néglige l'élasticité de la matrice alors la dissipation d'énergie acoustique a seulement lieu grâce aux phénomènes de dissipation visqueux et thermiques. Une description de la correction à réaliser dans le cas d'une matrice souple est donnée par [Panneton, 2007], ou $M_0 = \rho_1 + \phi \rho_0$:

$$\tilde{\rho}' = \frac{\tilde{\rho} M_0 - \rho_0^2}{M_0 + \tilde{\rho} - 2\rho_0} \quad (2.4)$$

Dans ce cas la matrice se comporte comme si elle bougeait avec les mouvements du fluide. La correction tient alors compte d'une masse ajoutée.

2.2 Résonateurs d'Helmholtz

Les résonateurs d'Helmholtz sont des dispositifs qui permettent à la fois l'amplification acoustique en champs proche et l'atténuation acoustique en champs lointain. Leur intérêt principal est qu'ils permettent d'agir sur les basses fréquences. Ils sont constitués d'un col de petite dimension par rapport à la cavité à laquelle ils sont reliés. Une approche classique consiste à utiliser un modèle discret négligeant la distribution spatiale et menant à un modèle masse-ressort équivalent afin de décrire le comportement du HR : figure 2.2.

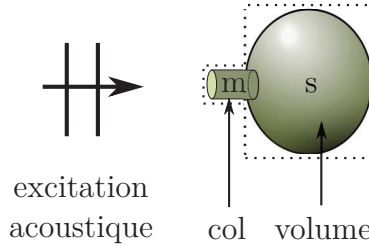


Figure 2.2 Résonateur d'Helmholtz.

[Rayleigh et Lindsay, 1945] Art. 303 et [Kinsler, 2000] Chap. 10 ont obtenu la fréquence de résonance du HR, la masse correspondant à la masse d'air dans le col étant $m = \rho_0 SL$ et dirigée par une force extérieure. La cavité agit comme un ressort de raideur $s = \rho_0 c_0^2 S^2 / V$. Dans ce cas S est la surface frontale du col du HR, L sa longueur et V le volume total de la cavité. La fréquence de résonance étant alors $f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{s}{m}}$:

$$f_r = \left(\frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V}} \right) \quad (2.5)$$

Cependant, les observations expérimentales ont donné des résultats différents de cette fréquence. La fréquence de résonance réelle est plus faible. Cela est attribué au mouvement d'une masse additionnelle dans le col. Pour augmenter la précision du modèle Rayleigh a introduit une longueur corrigée à l'aide d'un terme de correction de longueur δ_c :

$$f_r = \left(\frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V(L + \delta_c)}} \right) \quad (2.6)$$

[Ingard, 1953] à étudié les différentes corrections à apporter pour des cols localisés symétriquement de géométries variées : cylindrique, parallélépipédique. Pour un col de géométrie cylindrique avec une cavité parallélépipédique et dans le cas d'un col "bafflé" d'un côté, avec $s_i < 0.4$ (où $s_i = \frac{4S}{\pi D_i^2}$), alors la correction apportée est [Allard et Atalla, 2009] :

$$\delta_c = 0.48(S)^{1/2}(1 - 1.14\sqrt{s_i}) \quad (2.7)$$

Cette correction tient compte de la propagation multidimensionnelle sur la surface de discontinuité entre le col et le volume. Dans le cas où le col ne serait pas "bafflé" [Levine et Schwinger, 1948] ont montré qu'il existe une autre correction (BF) :

$$\delta_c = 0.372(S)^{1/2}(1 - 1.14\sqrt{s_i}) \quad (2.8)$$

[Alster, 1972] a amélioré cette analogie en introduisant la masse du ressort et une raideur variable, ce qui a considérablement amélioré le modèle pour des résonateurs de géométries différentes. [Chanaud, 1994] et [Chanaud, 1997] ont étendu le travail de Ingard sur l'influence de la géométrie du col et de la cavité. Il ont calculé une nouvelle longueur de correction interne tenant compte de l'influence de la profondeur de la cavité et de la position du col. La conclusion est que l'influence de l'emplacement du col prédomine sur sa forme et change profondément les résultats. De plus pour un orifice et une cavité circulaire δ_c est maximum quand l'orifice est placé au centre de la cavité.

Par la suite [Selamet *et al.*, 1995] ont étudié différentes configurations avec des rapports H/D_i différents (ou H est la longueur de la cavité du HR et D_i est son diamètre interne) et leur influence sur le coefficient d'absorption et la perte par transmission. Pour des HRs concentriques, l'augmentation de la profondeur de la cavité par rapport au diamètre réduit la fréquence de résonance comme si l'on augmentait δ_c . [Dickey et Selamet, 1996] ont poussés plus loin cette étude à l'aide de modèles analytiques 1D radiaux, axiaux entre autres. Ils se sont intéressés à une configuration "pancake" où $H/D_i \ll 1$. Pour un rapport H/D_i très petit le principal changement est une réduction de la première fréquence de résonance. [Selamet *et al.*, 1997] ont étudié les HRs circulaires concentriques et la propagation des ondes non-planes dans le col et la cavité. Ils ont étudié les cas limites où $H/D_i \ll 1$ et $H/D_i \gg 1$ et en déduisent que pour des ratios de H/D_i en dehors de 0.1 à 3 les différences entre les modèles 1D et les expérimentations sont dues à la propagation d'ondes non-planes aux discontinuités de surfaces. [Selamet et Ji, 2000] ont ensuite étendu ce travail aux HRs asymétriques.

Toutes ces analyses ont été conduites avec des formes restreintes de cols. [Selamet et Lee, 2003] ont étudiés l'influence de la forme et de perforations sur le col du résonateur et observé que cela avait une influence sur la fréquence de résonance et le comportement en perte par transmission. On observe une augmentation de la bande de fréquences dans laquelle la perte par transmission est améliorée. [Shi et Ming Mak, 2015] ont utilisé un col de résonateur en forme de spirale, cela permet de descendre la fréquence de résonance du HR en plus de gagner en compacité. On voit donc que la correction de longueur du col δ_c est très sensible aux paramètres géométriques du résonateur et que suivant la configuration que nous utilisons, un modèle plus complexe peut être nécessaire.

On doit également tenir compte de la dissipation visqueuse dans le col du HR provoquée par les oscillations de la masse d'air dans celui-ci. L'impédance du résonateur présente donc une partie résistive en deux termes. Le premier terme correspond à la résistance à l'écoulement du fluide dans un trou circulaire de rayon R et de longueur L :

$$Z_r = \frac{2L}{R} R_s \quad (2.9)$$

R_s correspond à une résistance de surface définie par [Rayleigh et Lindsay, 1945] Vol II, p. 318, avec η la viscosité dynamique du fluide :

$$R_s = \frac{1}{2} (2\eta\rho_0\omega)^{1/2} \quad (2.10)$$

Le deuxième terme à d'abord été calculé par [Nielsen, 1949] et a pour valeur $R_b = R_s$. Il correspond à la résistance radiative, qui est l'énergie dissipée par le rayonnement acoustique en bout de col. Par la suite Ingard a montré que l'importance de ce terme était trop faible et qu'une meilleure estimation était donnée par $R_b = 2R_s$. En effet la dissipation n'est pas seulement due au rayonnement acoustique en bout de col et à la couche limite, mais également aux mouvements de fluide aux extrémités du col. Finalement l'impédance totale du résonateur, donnée par [Allard et Atalla, 2009] est :

$$Z_{HR} = \frac{1}{s_e} \left(-js_i Z_c \cotg(kH) + j(\delta_i + \delta_e + L)\omega\rho_0 + \left(\frac{2L}{R} + 4 \right) R_s \right) \quad (2.11)$$

Où $s_i = \frac{4S}{\pi D_i^2}$ et $s_e = \frac{S}{D_e^2}$ sont respectivement les ratios de perforation interne et externe, pour une configuration telle que sur la figure 2.3.

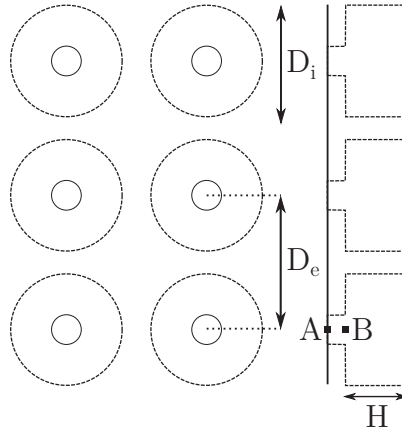


Figure 2.3 Configuration périodique de HRs.

On peut également agir sur la dissipation dans le résonateur à l'aide de l'ajout d'un matériau poreux, dans le col ou dans la cavité. [Selamet *et al.*, 2005] se sont intéressés à un HR où de la mousse a été introduite dans le col. Ils en concluent que l'introduction d'un matériau fibreux dans la cavité du HR diminue la fréquence de résonance ainsi que l'amplitude du pic de perte de transmission mais, augmente la largeur de la résonance.

D'autre part, le traitement acoustique peut être soumis à des niveaux d'excitation important, on doit donc étudier le comportement non-linéaire du HR. Le comportement non-linéaire d'un orifice a été étudié par [Ingard, 1950], qui a tracé des diagrammes de phase indiquant les différents motifs de circulation du fluide à l'extérieur de l'orifice en fonction de la vitesse dans celui-ci. [Ingard, 1967] et [Singh et Rienstra, 2014] ont également étudié l'influence du niveau d'excitation sur l'impédance d'un HR. [Ingard, 1967] a trouvé une loi simple pour la décrire en fonction de l'excitation. On peut également

citer [Hersh *et al.*, 2003] qui a étudié le même phénomène et donne l'impédance du HR en fonction de la géométrie de celui-ci, du niveau de pression en entrée et de la fréquence. Plus récemment [Yang *et al.*, 2014] ont introduit des céramiques perforées dans le col du HR. Des effets non-linéaires ont lieu autour de la fréquence de résonance. Ils ont réussi en utilisant cette géométrie à améliorer à la fois le coefficient d'absorption du résonateur et la bande passante de celui-ci.

On notera qu'il existe plusieurs manières d'augmenter la bande passante d'un résonateur de Helmholtz, en modifiant les paramètres suivants :

- la forme du col ;
- l'emplacement du col ;
- la présence d'un poreux dans le résonateur ;
- la forme de la cavité.

Cela modifie également la partie réelle de l'impédance du HR à la fréquence de résonance.

2.3 Contrôle de l'absorption et de la transmission par les résonateurs acoustiques

Il existe de multiples moyens d'intégrer des résonateurs dans une paroi d'avion pour contrôler la transmission acoustique à travers celle-ci. Dans un souci de lisibilité, dans l'ensemble des modèles cités ci-dessous, si rien n'est précisé l'excitation à laquelle est soumis le système est une onde plane en incidence normale. Tout d'abord, on peut choisir d'ajouter un panneau isolant constitué essentiellement de HRs. [Prydz *et al.*, 1990] utilisent plusieurs méthodes analytiques afin de calculer les performances de l'ajout d'un panneau constitué de HRs au milieu d'une paroi double et montrent qu'il est possible d'obtenir une amélioration significative à certaines fréquences ciblées. Par la suite [Kim *et al.*, 2006] ont étendu cela en calculant la perte par transmission obtenue par un panneau de HRs réglés à des fréquences différentes et ont obtenu un élargissement de la bande de fréquences isolée par la paroi.

On peut également intégrer les HRs à l'intérieur d'une double paroi existante. [Mason et Fahy, 1988] ont choisi d'y intégrer les résonateurs sur les frontières afin de contrôler la résonance masse-air-masse, excitée par l'hélice de l'avion. Ils obtiennent une amélioration de la perte en transmission en réglant la fréquence de résonance des HRs au-dessus de la

fréquence masse-air-masse. [Pietrzko et Mao, 2008] ont placés des HRs dans les murs d'une cavité entre deux parois, et ont optimisé la configuration avec la perte par transmission en champs diffus moyennée en fréquence comme fonction de coût. [Sugie *et al.*, 2009] ont quant à eux développés un modèle et expérimenté l'installation de résonateurs embarqués dans un matériau poreux à l'intérieur d'une double paroi et montrés que cette configuration est meilleure pour la perte par transmission.

Enfin, l'étude de l'intégration de HRs a aussi été étudiée *in situ*. [Kuntz *et al.*, 1991] ont intégré les résonateurs dans un fuselage d'avion sur les panneaux de garniture afin de réduire le bruit en cabine, plus particulièrement à la fréquence fondamentale des hélices. Malgré les variations spatiales de température et l'interférence des murs adjacents avec le col des résonateurs (qui ont diminué et élargi le pic en fréquence des HRs), l'effet était significatif avec une réduction de 5-6 dB du bruit. [Park, 2013] a utilisé des HRs collés à des panneaux micro-perforés afin d'augmenter l'absorption en basses fréquences. Ils utilisent des cols de forme hyperbolique afin d'augmenter la bande de fréquences dans laquelle le système est fonctionnel.

Plus récemment des développements ont été fait à propos de parois ultras fines permettant d'absorber les basses fréquences, basés sur l'utilisation de tubes en spirales afin de créer des HRs par [Cai *et al.*, 2014].

On notera que les phénomènes d'interaction avec des milieux clos modifient le comportement du système par rapport à un résonateur seul en introduisant un phénomène de couplage et doivent être pris en compte lors de la conception d'après [Fahy et Schofield, 1980].

2.4 Développements sur les méta-composites et les méta-matériaux

De nombreux développements ont été faits sur les méta-matériaux ces dernières années à cause de leurs applications potentielles dans la manipulation des ondes sonores. Au départ, la masse volumique et le module de compressibilité étaient modulés spatialement dans des cristaux phononiques en utilisant la diffraction de Bragg. Par la suite [Sheng *et al.*, 2003] en ajoutant des micro-structures résonantes périodiques dans une matrice, ont réussi à créer des augmentations de l'isolation sur une bande de fréquence donnée, en basses fréquences avec des matériaux beaucoup plus fins que la longueur d'onde. Comme dans le chapitre

précédent, dans l'ensemble des modèles cités ci-dessous, si rien n'est précisé l'excitation à laquelle est soumis le matériau acoustique est une onde plane en incidence normale.

Depuis, les méta-matériaux et leurs caractéristiques ont été fortement explorés. En obtenant une propriété effective de masse volumique négative, on rompt avec la loi de masse en ayant des propriétés macroscopiques dynamiques qui n'obéissent plus à la loi de Newton, il est également possible de modifier le module de compressibilité. En particulier [Yang *et al.*, 2008] ont, à l'aide d'un méta-matériau formé de membranes avec une masse au centre, réussi à obtenir une isolation importante effective sur une bande de fréquences de 100 Hz : 200-300 Hz, en fabriquant un matériau qui possède une masse volumique effective négative aux abords de la fréquence de résonance du matériau. [Naify *et al.*, 2010] se sont intéressés à la perte par transmission obtenue avec un méta-matériau composé de membranes. Ils obtiennent également une masse volumique effective négative autour de la résonance, et réussissent à obtenir une perte par transmission élevée sur une bande de fréquences étroite. [Fang *et al.*, 2006] ont étudié la relation de dispersion produite par des HRs placés en série dans un tube. Ils remarquent que le matériau peut être homogénéisé et qu'il possède un module de compressibilité négatif à la fréquence de résonance des HRs. Par la suite [Ding et Zhao, 2011] ont utilisé des sphères perforées afin de fabriquer un méta-matériau possédant un module de compressibilité négatif à plusieurs fréquences et en large bande.

En repoussant les limites de ce qu'il était possible de faire avec des HRs seuls, [Kaina *et al.*, 2015] ont réussi à réaliser un matériau possédant une masse volumique et un module de compressibilité négatif à l'aide de HRs seulement. Pour cela, ils ont tenu compte des interférences produites entre les HRs et ont disposé ceux-ci avec un motif permettant d'obtenir les propriétés négatives. On voit ainsi qu'il est possible de complètement contrôler les caractéristiques d'un matériau grâce à des structures résonantes. Il est important de noter que des propriétés négatives à la fois pour le module de compressibilité et pour la masse volumique ne peuvent pas être obtenues avec un motif régulier (espacement identique entre chaque HR dans les trois dimensions) de résonateurs identiques.

On peut déterminer théoriquement et expérimentalement les propriétés équivalentes d'un matériau. [Fokin *et al.*, 2007] et [Wang *et al.*, 2008] ont étendu une méthode appliquée à l'électromagnétisme afin de retrouver les propriétés équivalentes de matériaux acoustiques. On peut grâce à celle-ci retrouver l'indice de réfraction équivalent $n_{eq} = c_0/c_{eq}$ et l'impédance équivalente réduite $\zeta_{eq} = \frac{Z_{eq}}{Z_0}$ à partir du coefficient de réflexion anéchoïque R_a et du coefficient de transmission T_a pour un matériau soumis à une onde plane en incidence normale. On peut à partir des propriétés du milieu acoustique dans lequel est

placé l'échantillon, retrouver les propriétés équivalentes telles que la masse volumique équivalente $\rho_{eq} = \frac{Z_{eq}}{c_{eq}}$ et le module de compressibilité équivalent $K_{eq} = Z_{eq}c_{eq}$. Tant que la longueur d'onde de l'onde acoustique est beaucoup plus importante que la longueur de périodicité du traitement acoustique et que la taille des inclusions résonantes cette méthode reste valable. Les propriétés équivalentes sont extraites de la manière suivante [Fokin *et al.*, 2007] :

$$n_{eq} = \frac{c_0}{c_{eq}} = \pm \arccos \frac{\left(\frac{1 - (R_a^2 - T_a^2)}{2T_a} \right)}{kL_0} + \frac{2m\pi}{kL_0} \quad (2.12)$$

$$\zeta_{eq} = \frac{Z_{eq}}{Z_0} = \pm \left(\frac{(1 + R_a)^2 - T_a^2}{(1 - R_a)^2 - T_a^2} \right)^{0.5} \quad (2.13)$$

Ou m est le numéro de branche de la fonction arccos, R_a le coefficient de réflexion avec une terminaison anéchoïque et T_a le coefficient de transmission pour une onde plane incidente sur un matériau d'épaisseur L_0 . On peut réinjecter ces propriétés équivalentes dans une matrice de transfert symétrique afin de coupler le matériau avec d'autres éléments. La matrice de transfert du matériau est donnée par [Allard et Atalla, 2009] :

$$T^{sym} = \begin{bmatrix} T_{11}^{sym} & T_{12}^{sym} \\ T_{21}^{sym} & T_{22}^{sym} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_{eq}L_0) & jZ_{eq} \sin(k_{eq}L_0) \\ \frac{j}{Z_{eq}} \sin(k_{eq}L_0) & \cos(k_{eq}L_0) \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

avec $k_{eq} = \frac{\omega}{c_{eq}}$ le nombre d'onde équivalent de l'onde se propageant dans le matériau et ω la pulsation angulaire. Cependant deux problèmes se présentent avec les équations 2.12 et 2.13 :

- mathématiquement, n'importe quelle combinaison de signes dans ces équations et n'importe quelle valeur pour le paramètre m , donne les mêmes valeurs pour les coefficients de réflexion et de transmission, des contraintes additionnelles doivent donc être imposées d'après [Fok *et al.*, 2008] ($Re(\zeta_{eq}) > 0$ et $Im(n_{eq}) < 0$) ;
- la détermination de $Re(\zeta_{eq})$ n'est pas aisée à cause du choix de la bonne valeur de m .

Les propriétés équivalentes d'un échantillon de matériau peuvent également être estimées en utilisant l'approche des matrices de transfert proposée par [Song et Bolton, 2000] (page 1150). Cette méthode fait maintenant partie du standard [ASTM E2611-09, 2009]. Le nombre d'onde équivalent et l'impédance caractéristique équivalente sont obtenus via la

mesure d'une matrice de transfert symétrique :

$$k_{eq} = \frac{1}{L_0} \arccos T_{11}^{sym} \quad (2.15)$$

$$Z_{eq} = \sqrt{\frac{T_{12}^{sym}}{T_{21}^{sym}}} \quad (2.16)$$

La vitesse du son, le module de compression et la masse volumique équivalents sont ensuite déterminés grâce à k_{eq} et Z_{eq} .

Cette méthode est appliquée au cas des HRs par [Ding *et al.*, 2010], ceux-ci trouvent un module de compressibilité négatif, numériquement et expérimentalement, à la fréquence de résonance. Il est possible de donner une interprétation physique à ces propriétés équivalentes négatives d'après [Wright *et al.*, 2015]. Ceux-ci s'appuient sur les concepts de force cachée et de source de volume cachée. Cela permet d'expliquer qu'un arrangement ordonné de résonateurs identiques donne une compressibilité négative et que pour obtenir une masse volumique négative des variations spatiales doivent être introduites dans l'arrangement.

Dans cette maîtrise on s'intéresse aux propriétés d'un réseau de HRs excité en champs diffus et intégré dans un matériau poreux afin de réfléchir les ondes sonores en basses fréquences et d'absorber en hautes fréquences. [Xiao *et al.*, 2012] se sont intéressés à un méta-matériau composé d'un réseau de résonateurs de type masse-ressort de taille très inférieure à la longueur d'onde utilisée, et ont étudié la perte par transmission en champs diffus. Lorsque la fréquence de résonance est réglée dans la région de loi de masse, la perte par transmission est fortement améliorée autour de la fréquence de résonance par rapport à une plaque simple de même masse surfacique, et les propriétés équivalentes décrivent bien ce phénomène. [Lagarrigue *et al.*, 2013] ont utilisé des cylindres creux, remplis de matériau poreux dans une matrice poreuse. Ils ont montré qu'il est possible d'augmenter la bande passante isolée en faisant varier l'orientation des cols des résonateurs. De plus ils ont montré que l'absorption du méta-matériau est bien supérieure à celle du poreux seul. [Boutin, 2013] et [Boutin et Becot, 2015] se sont intéressés à l'intégration de résonateurs dans un matériau poreux à l'aide de la méthode de l'homogénéisation. Ils donnent les expressions permettant de calculer la raideur équivalente d'un matériau afin de prendre en compte le comportement d'un HR. [Jiang *et al.*, 2014] ont créé un méta-matériau qui a un coefficient d'absorption presque égal à un, sur une large bande de fréquences (600-10000 Hz) en utilisant de multiples résonateurs de fréquences de résonance différentes et sans recourir à un matériau absorbant quelconque. Pour cela ils utilisent le piégage d'ondes.

Il est possible de manipuler plus finement les ondes sonore. [Ding *et al.*, 2015] ont créé une méta-surface composée de résonateurs qui permet de réfléchir les ondes acoustiques de manière différente de la loi de Snell-Descartes. Leur travail peut aider à comprendre l'importance de la répartition géométrique des résonateurs sur une surface. La répartition spatiale des HRs a une grande importance dans le calcul de la performance du traitement acoustique. En effet si l'on répartit ces résonateurs sur plusieurs "couches", il est possible d'optimiser la perte par transmission du traitement acoustique en prenant en compte les phénomènes d'interférences créés par les HRs d'après [Liu *et al.*, 2016]. Un autre concept créé par [Jing *et al.*, 2015] permet de créer une forte résonance monopolaire omnidirectionnelle, allant au-delà du concept de résonateur de Helmholtz. Pour cela un matériau ayant un module élastique très faible en forme de sphère comprime un gaz ayant une masse volumique beaucoup plus faible que le matériau. Grâce à ce concept, très peu de dissipation a lieu à la résonance et cela permet d'obtenir une perte par transmission très importante par émission d'ondes en opposition de phase.

Finalement, on s'intéresse à la modélisation d'une seule couche de résonateurs intégrés dans un matériau poreux. La méthode des matrices de transfert permet de combiner différentes couches de matériaux en série puis d'en déduire les caractéristiques acoustiques globales de l'assemblage. Dans l'objectif d'élargir cette méthode [Verdiere *et al.*, 2013] ont développé une méthode de calcul qui permet d'appliquer les matrices de transfert à des assemblages de matériaux en parallèle. On calcule d'abord la matrice d'admittance Y^n de chaque élément n à mettre en parallèle, à partir de la matrice de transfert de l'élément T^n :

$$Y^n = \begin{bmatrix} Y_{11}^n & Y_{12}^n \\ Y_{21}^n & Y_{22}^n \end{bmatrix} = \frac{1}{T_{12}^n} \begin{bmatrix} T_{22}^n & T_{21}^n T_{12}^n - T_{22}^n T_{11}^n \\ 1 & -T_{11}^n \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

On peut ainsi calculer la matrice de transfert des deux éléments placés en parallèle T^p à partir des matrices d'admittance Y^n de chaque élément et des ratios de surface correspondants r_n :

$$T^p = \frac{-1}{\sum r_n Y_{21}^n} \begin{bmatrix} \sum r_n Y_{22}^n & -1 \\ \sum r_n Y_{22}^n \sum r_n Y_{11}^n - \sum r_n Y_{12}^n \sum r_n Y_{21}^n & -\sum r_n Y_{11}^n \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

[Doutres *et al.*, 2015] ont appliqué cette méthode à des HRs intégrés dans une mousse de mélamine. Ils utilisent pour le ratio de surface du résonateur $r_{HR} = \frac{\pi D_e^2}{D_e^2}$, et pour le ratio de surface de la matrice $r_{MAT} = 1 - r_{HR}$. La matrice de transfert du matériau poreux T^{MAT}

est obtenue via l'équation 2.14 à partir des propriétés acoustiques du fluide calculées via les formules 2.1 et 2.2 basées sur un modèle JCA.

La matrice de transfert du HR T^{HR} est obtenue en utilisant la formule 2.11 que l'on intègre dans une matrice de transfert grâce au travail de [Efimtsov et Lazarev, 2001], avec Z_{HR} l'impédance du résonateur et $M_s = \frac{M_{HR}}{\pi D_i^2}$ sa masse surfacique :

$$T^{HR} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_{HR} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & j\omega M_s \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Il est également possible d'ajouter des matériaux acoustiques avant et après le traitement ainsi modélisé, en multipliant simplement les matrices de transfert entre elles. [Doutres *et al.*, 2015] obtiennent ainsi des résultats analytiques très proches de la réalité et une augmentation significative du niveau d'isolation acoustique. Des tests ont été réalisés en tube d'impédance (figure 2.4) et la validité de ce concept a également été vérifiée en champs diffus avec l'absorption et la perte par transmission. Ils obtiennent une perte par transmission de 8 dB (valeur moyennée en 1/12 d'octave) à la fréquence de résonance du résonateur en champs diffus.



Figure 2.4 Intégration d'un résonateur dans un matériau poreux [Doutres *et al.*, 2015].

Résumé :

Il peut être intéressant de combiner les approches décrites plus haut afin d'arriver aux propriétés voulues. On notera plusieurs points importants sur les propriétés équivalentes :

- les propriétés équivalentes d'un matériau sont définies en homogénéisant ce matériau, et peuvent être retrouvées par une méthode inverse ;
- on module la transmission d'un matériau grâce à ces propriétés équivalentes, qui peuvent être modifiées par la présence de résonateurs ;

- en intégrant des résonateurs de manière ordonnée, sans créer de direction particulière dans un matériau poreux homogène on modifie son module de compressibilité équivalent ;
- la répartition spatiale des HRs influe les propriétés équivalentes, dont la masse volumique équivalente pour certaines dispositions spatiales des HRs ;
- dans un conduit 1D il est possible d'obtenir une importante perte par transmission ("band gaps") en utilisant plusieurs résonateurs placés à la suite. En effet cela permet si on homogénéise le traitement, d'obtenir un module de compressibilité négatif.

Et des propriétés importantes à propos des HRs :

- en réglant la fréquence de résonance dans la région de la loi de masse, la perte par transmission est améliorée localement autour de la fréquence de résonance, en champs diffus par rapport à une plaque simple de même masse surfacique et les propriétés équivalentes capturent bien le phénomène ;
- on peut augmenter la bande passante en changeant l'orientation des cols des résonateurs. L'absorption d'un méta-matériau composé de résonateurs et d'un poreux est supérieure à celle d'un poreux seul ;
- en utilisant des résonateurs réglés à de multiples fréquences différentes il est possible d'agir sur une bande de fréquence large ;
- il est possible de modéliser simplement le comportement du matériau acoustique sous une onde plane grâce aux matrices de transfert, mais celles-ci ne prendront pas en compte les interférences créées par la disposition spatiale des HRs.

Et également quelques remarques importantes à propos de la modélisation utilisée pour le traitement acoustique :

- la formule utilisée pour la correction de longueur du col (δ_c) dépend de la position de celui-ci (interne ou externe, bafflé, non-bafflé) ;
- δ_c augmente avec la profondeur de la cavité du HR ;
- δ_c est maximale lorsque l'orifice du HR est placé au centre de la cavité ;
- le modèle discret est valide pour des configurations où $0.1 < H/D_i < 3$;
- la partie réelle de l'impédance du HR Z_r dépend seulement de la géométrie du col dans le modèle utilisé, des études supplémentaires pourraient être utiles pour déterminer l'influence de la profondeur de la cavité sur celle-ci.

À partir de ces informations, la prochaine étape est d'utiliser le modèle développé par [Doutres *et al.*, 2015] pour modéliser le comportement d'un HR intégré dans une matrice poreuse, et de calculer la configuration optimale théorique respectant des contraintes de masse surfacique et de fréquence de résonance données.

CHAPITRE 3

OPTIMISATION DU MÉTA-COMPOSITE

3.1 Étude paramétrique des dimensions du résonateur d'Helmholtz

3.1.1 Réduction à un problème adimensionnel

Le résonateur d'Helmholtz possède 4 paramètres géométriques (R, L, H, D_i) , et un cinquième paramètre (D_e) qui définit le ratio de volume qu'il aura par rapport à la mousse. Grâce à ces paramètres on peut également calculer sa pulsation de résonance ω_r . La figure 3.1 représente schématiquement un HR intégré dans une matrice, où sont représentées ces dimensions. Le HR est représenté en gris et la mousse est représentée en jaune. On peut, à l'aide de ces paramètres géométriques et de la fréquence de résonance, définir les 5 paramètres adimensionnels du tableau 3.1, avec $K = \rho_0 c_0^2$ et $\eta = 1.81 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$ le module de compressibilité de l'air. Dans toute la suite de ce document les valeurs des paramètres acoustiques (ρ_0, c_0, \dots) sont prises aux températures et pressions standard suivantes : 20 °C, 1013 hPa.

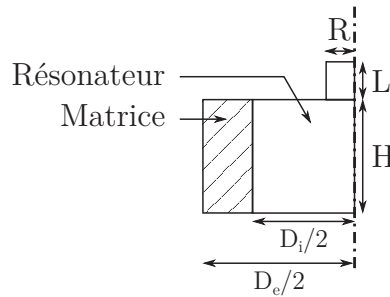


Figure 3.1 Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz intégré dans une matrice.

Tableau 3.1 Correspondance paramètres dimensionnels - paramètres adimensionnels.

Paramètre adimensionnel	α	β	γ	δ	ω^*
Valeur	L/R	D_i/R	H/L	D_e/D_i	$\omega_r \eta / K$

Il est possible à partir de ces paramètres adimensionnels d'effectuer la démarche inverse afin de retrouver les dimensions géométriques du résonateur. Les correspondances simplifiées (valables pour $\delta_c \ll L$) entre les paramètres adimensionnels et géométriques sont représentées dans le tableau 3.2. Ces correspondances ont été trouvées à partir de l'équation 2.5. Finalement, on peut tracer la perte par transmission d'un résonateur intégré dans une mousse, en fonction de la fréquence et en faisant varier chaque paramètre. On utilise une mousse de mélamine caractérisée au Laboratoire de Caractérisation des Matériaux Acoustiques (LCMA) du GAUS, dont les propriétés sont présentées dans le tableau 3.3. La porosité, la masse volumique et la résistivité ont été caractérisées par mesure directe, et les autres paramètres par méthode inverse. Le modèle utilisé pour la simulation numérique est celui de [Doutres *et al.*, 2015], via l'équation 2.18. On utilise la P-TMM pour placer en parallèle un HR avec la mousse de mélamine, le traitement acoustique est monocouche. On choisi comme configuration de base la suivante : $\alpha = 1$, $\beta = 11$, $\gamma = 11$, $\delta = 1$, $f_r = 300$ Hz. C'est une configuration proche des configurations testées en tube d'impédance dans les chapitres suivants, l'étude paramétrique est effectuée à fréquence de résonance constante.

3.1.2 Études paramétriques

On trace sur la figure 3.2 a) la variation de la perte par transmission avec le paramètre α . On remarque que lorsque l'on augmente α , la perte par transmission à la fréquence de résonance diminue et la bande passante augmente. On augmente en effet les pertes visqueuses en réduisant le diamètre du col ou en augmentant sa longueur.

La figure 3.2 b) représente la variation de la perte par transmission avec le paramètre β . On remarque que lorsque l'on augmente β , la perte par transmission à la fréquence de résonance diminue ainsi que la bande passante. En augmentant β on diminue le ratio de

Tableau 3.2 Correspondance paramètres adimensionnels - paramètres dimensionnels (valable pour $\delta_c \ll L$).

Paramètre géométrique	L	R	H	D_i	D_e
Valeur	$\frac{2\eta c_0}{\omega^* K} \frac{1}{\beta \gamma^{0.5}}$	$\frac{2\eta c_0}{\omega^* K} \frac{1}{\alpha \beta \gamma^{0.5}}$	$\frac{2\eta c_0}{\omega^* K} \frac{\gamma^{0.5}}{\beta}$	$\frac{2\eta c_0}{\omega^* K} \frac{1}{\alpha \gamma^{0.5}}$	$\frac{2\eta c_0}{\omega^* K} \frac{\delta}{\alpha \gamma^{0.5}}$

Tableau 3.3 Paramètres du modèle de Johnson-Champoux-Allard de la méla-
mine ultralight utilisée dans les simulations numériques.

Paramètre JCA	Porosité	Tortuosité	Résistivité [Pa. s. m ⁻²]	Longueur caract. visqueuse [μm]	Longueur caract. thermique [μm]	Masse volumique [kg. m ⁻³]
Valeur	0.971	1.02	6644	131	226	5.63

surface qu'occupe le col du HR par rapport à son volume ($4/\beta^2$). On augmente ainsi la partie réelle de l'impédance du HR pour l'ensemble des fréquences.

On trace sur la figure 3.3 a) la variation de la perte par transmission avec le paramètre γ . Lorsque γ augmente la partie réelle de l'impédance correspondant à la partie résistive ne change pas, la perte par transmission à la fréquence de résonance ne change donc pas. Pour reprendre l'analogie d'un système masse-ressort, le facteur de qualité d'un oscillateur est proportionnel au rapport de la dissipation par la masse $m = \rho_0 SL \propto \frac{1}{\gamma^{1.5}}$. Lorsque γ augmente la dissipation ne change pas mais la masse m diminue, ce qui explique que la bande passante augmente.

Les paramètres adimensionnels α , β , γ sont liés à la géométrie du résonateur. Le paramètre δ est lié à la proportion de mousse par rapport au volume du résonateur. On trace sur la figure 3.3 b) la variation de la perte par transmission avec le paramètre δ . Lorsque l'on augmente δ , la perte par transmission à la fréquence de résonance diminue ainsi que la bande passante car on diminue la taille du HR par rapport à la taille de la cellule élémentaire. En dehors de la fréquence de résonance, lorsque l'on augmente δ on augmente également la perte par transmission puisque l'on augmente la quantité de mousse par rapport à la taille de la cellule élémentaire.

Finalement, on remarque que pour augmenter la perte par transmission maximale ainsi que la bande passante on doit : diminuer α , diminuer β , augmenter γ et diminuer δ .

Le schéma 3.4 représente un résonateur ayant de telles proportions où $L/R \ll 1$, $D_i/R \simeq 1$, $H/L \gg 1$, $D_e/D_i \simeq 1$.

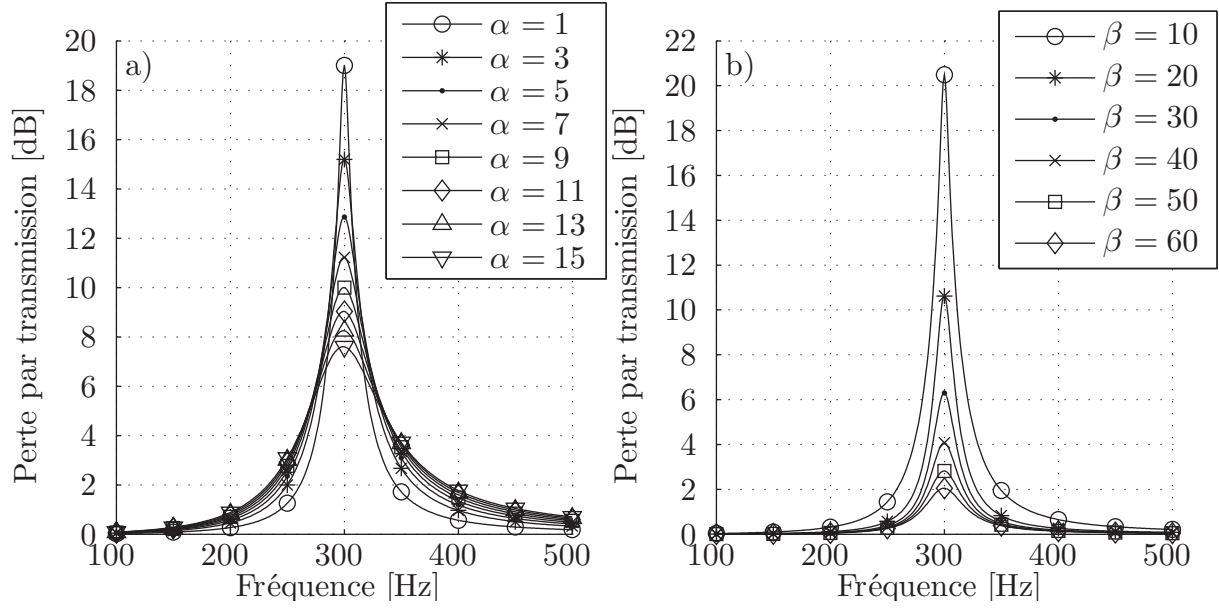


Figure 3.2 Étude paramétrique de la perte par transmission. a) $\beta = 11$ - $\gamma = 11$ - $\delta = 1$. b) $\alpha = 1$ - $\gamma = 11$ - $\delta = 1$.

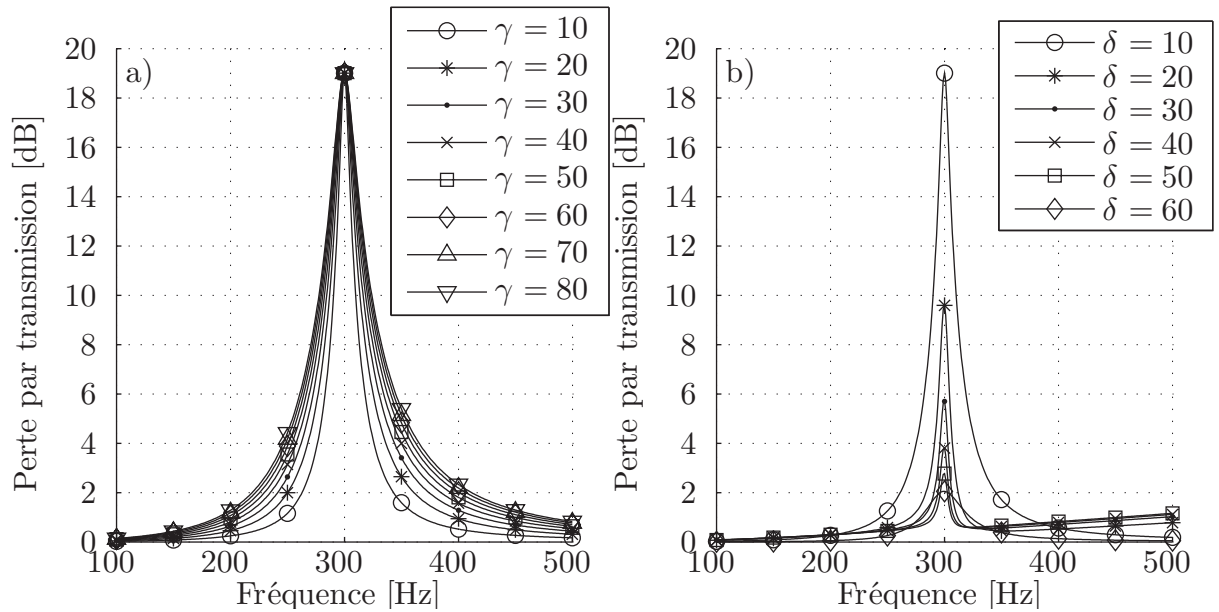


Figure 3.3 Étude paramétrique de la perte par transmission. a) $\alpha = 1$ - $\beta = 11$ - $\delta = 1$. b) $\alpha = 1$ - $\beta = 11$ - $\gamma = 11$.

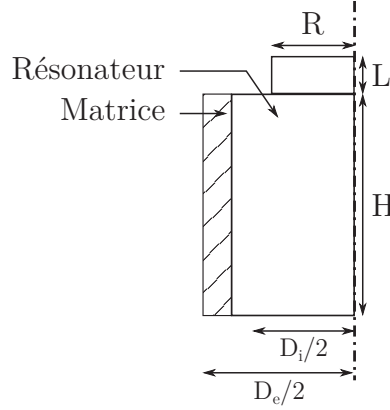


Figure 3.4 Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz optimisé.

3.2 Optimisation de la géométrie et contraintes associées

3.2.1 Réduction de la dissipation dans le col

À partir du tableau 3.2 on peut mettre en relation le terme du volume du résonateur V avec le terme $k_r = 2\pi f_r/c_0$ proportionnel à la fréquence de résonance. On suppose dans ce cas que le terme correctif de longueur du col du HR est très inférieur à la longueur réelle du col ($\delta_c \ll L$) et :

$$V = \frac{8\pi}{k_r^3} \frac{1}{\alpha^2 \beta \gamma^{0.5}} \quad (3.1)$$

On remarque de plus à partir de l'équation 2.11 que la partie réelle de l'impédance normalisée d'un résonateur de Helmholtz est définie par l'équation 3.2 :

$$e_r = \frac{1}{Z_0 s_e} \left(\frac{2L}{R} + 4 \right) R_s = \frac{D_e^2}{Z_0 \pi R^2} \left(\frac{2L}{R} + 4 \right) R_s \quad (3.2)$$

Et on obtient l'équation suivante en normalisant :

$$e_r = \frac{\beta^2 \delta^2}{\pi Z_0} (2\alpha + 4) R_s \quad (3.3)$$

Pour augmenter la perte par transmission de notre traitement acoustique à une fréquence donnée on doit diminuer la partie réelle de son impédance afin qu'elle soit beaucoup plus faible que celle de l'air ($e_r \ll 1$).

En effet la puissance transmise d'un milieu d'impédance Z_1 à un milieu d'impédance Z_2 avec $e = Z_2/Z_1$ est calculée par :

$$T_\pi = \frac{4e}{(e+1)^2} \quad (3.4)$$

On doit créer une rupture d'impédance très importante, et donc maximiser le rayon du col du résonateur par rapport à la longueur du col du résonateur (minimiser α) ainsi que la surface élémentaire de la cellule par rapport à la surface du col (minimiser $\beta\delta$).

Or le volume du résonateur (V) est relié à ces paramètres et à la fréquence de résonance par l'équation 3.1. Il est important de noter que lorsque l'on augmente le paramètre γ on augmente la bande passante du HR tout en permettant de réduire la valeur des paramètres α et β . On peut ainsi augmenter la perte par insertion du traitement à volume et fréquence de résonance fixée.

On en conclut donc que pour augmenter la perte par transmission du résonateur à une fréquence de résonance donnée il faut :

- augmenter le volume du résonateur (V) ;
- privilégier l'augmentation de la longueur du HR pour augmenter le volume (augmenter γ) ;
- diminuer la taille d'une cellule élémentaire par rapport à la taille du HR (diminuer δ).

On voit donc que les tendances obtenues lors de l'étude paramétrique ne sont pas suffisantes. En effet pour rester à fréquence de résonance constante, on doit augmenter le volume du résonateur pour s'approcher d'une forme optimisée.

On peut également en déduire que la perte par transmission du traitement doit diminuer lorsque l'on diminue la fréquence de résonance f_r , puisque pour les mêmes paramètres géométriques on augmente la partie réelle de l'impédance e_r .

On pourrait, pour diminuer la fréquence de résonance sans perdre de performance, ajouter un élément réactif dans le col du résonateur, qui dissipe moins d'énergie que le col cylindrique. C'est ce que l'on a tenté de faire avec les cols de forme coniques par la suite.

3.2.2 Optimisation à volume contraint

On peut à la suite du travail précédent, imposer une contrainte supplémentaire sur les paramètres géométriques du HR. Pour une cellule périodique de taille donnée D_e , on définit par commodité d'utilisation le ratio de remplissage du traitement global par le traitement résonant :

$$r_t = D_i^2 / D_e^2 = \frac{1}{\delta^2} \quad (3.5)$$

Dans une application industrielle, le traitement devra être placé dans une mousse d'épaisseur fixée. L'épaisseur maximale du traitement est donc fixée à H_0 .

On peut ainsi calculer le volume maximal qu'occupera le résonateur : $V_0 = \pi D_e^2 r_t H_0$.

Ce volume est divisé entre le volume occupé par le col du résonateur et l'autre partie où l'air se comprime. On peut donc, en partant du principe que le col du HR se situe à l'intérieur de la cavité comme sur la figure 3.5, écrire l'égalité suivante :

$$V_0 = \frac{\pi}{4} D_i^2 \left(H + \frac{4R^2}{D_i^2} L \right) \quad (3.6)$$

Ici H est la longueur du cylindre équivalent de même volume que la cavité du HR et de diamètre D_i .

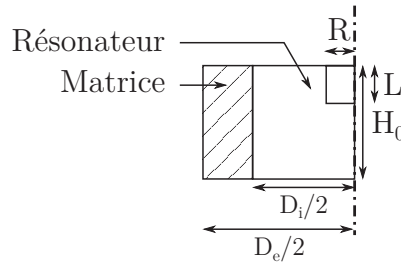


Figure 3.5 Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz avec le col placé à l'intérieur.

La fréquence de résonance du HR est contrôlée par la partie imaginaire de l'équation 2.11, on obtient ainsi :

$$H = \arctan \left(\frac{1}{k_r} \left(\frac{2R}{D_i} \right)^2 \frac{1}{L + \delta_c} \right) \frac{1}{k_r} \quad (3.7)$$

On veut de plus maximiser la perte par transmission, on doit donc pour cela minimiser la partie réelle de l'impédance du HR, décrite par l'équation 3.2.

La géométrie de notre traitement acoustique possède 5 degrés de liberté (D_e, D_i, R, L, H), on impose ici 2 paramètres géométriques (D_i/H_0 , et $r_t = D_i^2/D_e^2$), ainsi que 2 équations

(équations 3.6 et 3.7) introduisant 2 paramètres supplémentaires (H_0, k_r). Enfin on applique l'équation de minimisation (minimisation de 3.2) afin de contraindre les paramètres géométriques du traitement acoustique. Finalement, les paramètres pilotant la géométrie du traitement acoustique sont : $D_i/H_0, r_t, H_0, k_r$.

On peut ainsi tracer les courbes de performance maximale du traitement en faisant varier les paramètres $D_i/H_0, r_t, k_r$ pour une épaisseur H_0 fixée. Le matériau utilisé pour la matrice est le matériau du tableau 3.4. La modélisation utilisée est la même que celle de la partie précédente, basée sur le modèle de [Doutres *et al.*, 2015], via l'équation 2.18. On peut observer sur les figures 3.6 et 3.7 la perte par insertion maximale du traitement

Tableau 3.4 Paramètres du modèle de Johnson-Champoux-Allard de la mélamine ultralight utilisée pour l'étude de performance maximale.

Paramètre JCA	Porosité	Tortuosité	Résistivité [Pa. s. m ⁻²]	Longueur caract. visqueuse [μm]	Longueur caract. thermique [μm]	Masse volumique [kg. m ⁻³]
Valeur	0.99	1.02	8430	138	154	5.73

acoustique à différentes fréquences de résonance entre 50 Hz et 600 Hz pour différents ratios de remplissage du traitement, et pour différent facteurs de forme du résonateur. Cette perte par insertion est définie comme la différence entre la perte par transmission du traitement acoustique et la perte par transmission d'une mousse homogène de même épaisseur (mousse du tableau 3.4). On remarque dans ce cas que la perte par insertion augmente avec le facteur de forme D_i/H_0 et en hautes fréquences. La performance augmente également avec le ratio de remplissage du traitement.

La différence principale avec l'étude paramétrique est la limitation du volume total, et les limitations imposées sur la géométrie. Cela change de manière importante les résultats.

On remarque également sur la figure 3.7 que la performance est très influencée par le facteur de forme du résonateur. Pour une fréquence de résonance de 200 Hz et un facteur de forme de 2 on a la même performance que pour une fréquence de résonance de 300 Hz et un facteur de forme de 0.6.

On peut noter que la masse surfacique du traitement acoustique est directement proportionnelle au ratio de remplissage de celui-ci, ainsi un compromis masse/performance doit être trouvé pour ce paramètre.

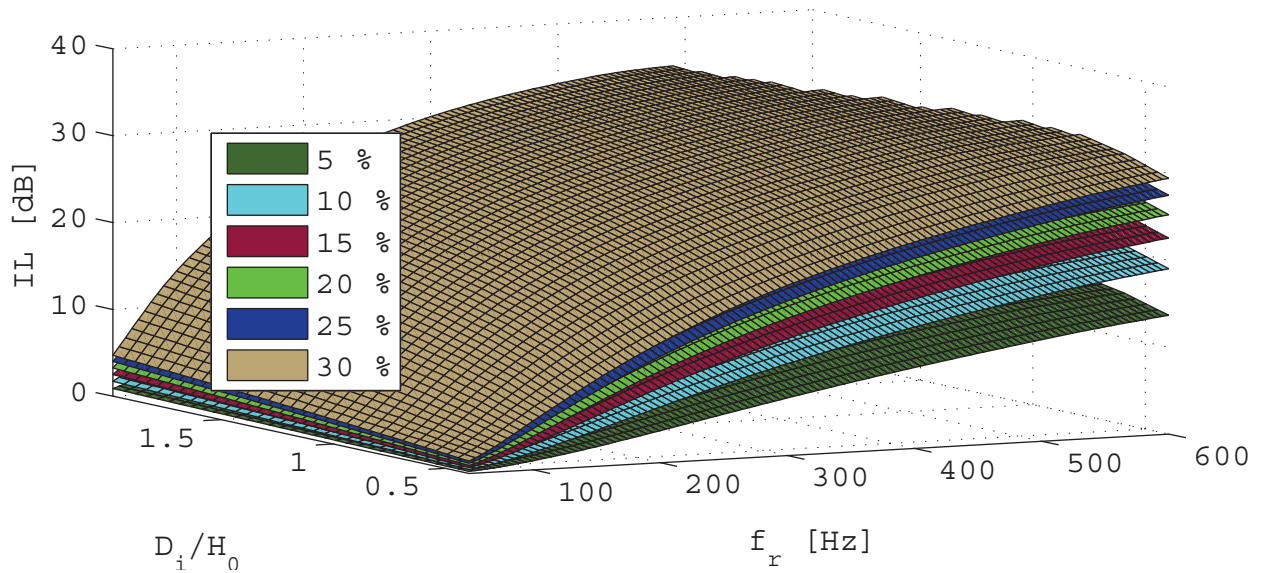


Figure 3.6 Étude paramétrique - performance maximale en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $5\% < r_t < 30\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$.

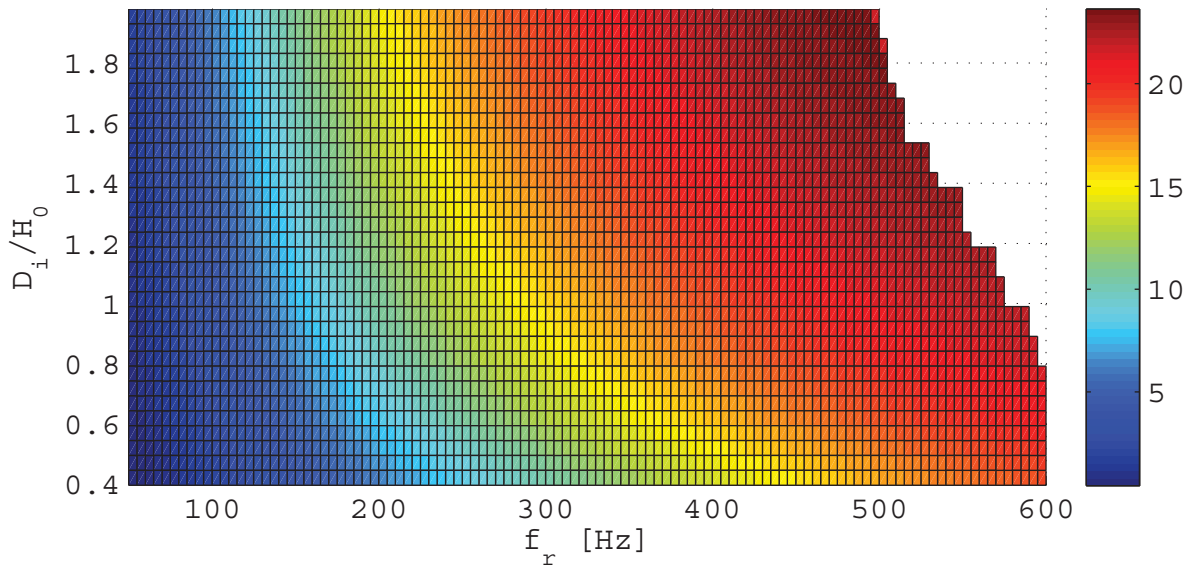


Figure 3.7 Étude paramétrique - performance maximale (IL [dB]) en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $r_t = 10\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$.

3.2.3 Optimisation de la masse surfacique

Par la suite, on veut optimiser la masse surfacique du traitement acoustique. On peut tout d'abord supposer que celle-ci est directement proportionnelle à la masse du HR et au ratio de surface qu'il occupe dans la matrice.

En augmentant le ratio de surface, on augmente la performance ainsi que la masse. On peut également réaliser une étude plus détaillée, et calculer la masse du HR pour différentes fréquences de résonance et facteurs de forme. On prend les données obtenues avec l'algorithme d'optimisation utilisé précédemment que l'on utilise pour calculer la masse du HR en supposant qu'il est fabriqué dans un matériau homogène de masse volumique $1200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ et d'épaisseur constante $h = 1 \text{ mm}$

On a tracé sur la figure 3.8 la masse volumique moyenne du traitement acoustique en fonction de la fréquence de résonance, du ratio de surface du traitement ainsi que du facteur de forme du HR. Les paramètres géométriques du traitement sont les paramètres optimaux calculés dans le chapitre précédent.

On remarque sur la figure 3.8 qu'effectivement la masse augmente bien avec le ratio de surface du traitement acoustique et augmente lorsque le ratio D_i/H_0 diminue, mais est peu sensible à la fréquence de résonance.

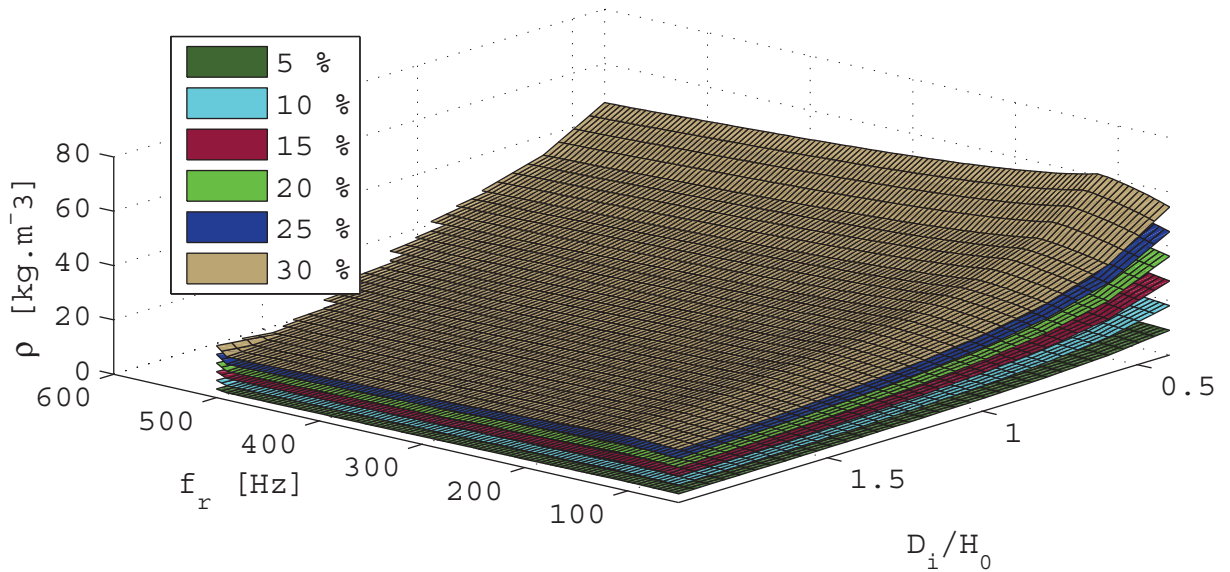


Figure 3.8 Étude paramétrique - masse volumique en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $5\% < r_t < 30\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$.

La figure 3.9 montre que la masse reste globalement constante pour toutes les fréquences de résonance lorsque que le facteur de forme est supérieur à 0.8. Si le facteur de forme est inférieur à 0.8 la masse augmente fortement.

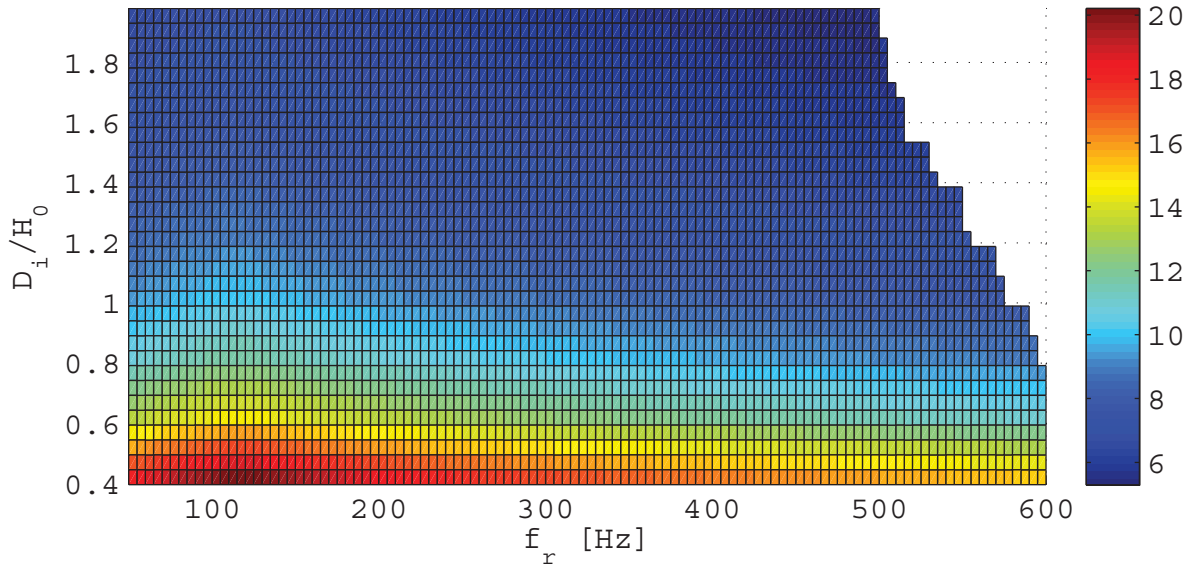


Figure 3.9 Étude paramétrique - masse volumique $[\text{kg.m}^{-3}]$ en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $r_t = 10\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$ - $\rho_{mat} = 1200 \text{ kg.m}^3$ - $h = 1 \text{ mm}$.

3.2.4 Rigidité du HR et masse ajoutée

Une contrainte supplémentaire est présente lors de la conception. En effet la cavité du HR doit être totalement rigide pour que la performance soit maximale. La forte compression de l'air dans la cavité peut induire des pertes si l'ensemble est d'une rigidité insuffisante et produire une chute drastique de la perte par transmission.

On a remarqué en testant différentes configurations que les zones influençant le plus cette perte de performance sont les disques avant et arrière de la cavité représentés sur la figure 3.10. En effet le cylindre latéral, possède une rigidité plus élevée grâce à sa courbure.

Afin d'obtenir une meilleure rigidité avec un ajout de masse minimale, différentes solutions sont possibles :

- utilisation d'un matériau plus rigide ;
- utilisation de raidisseurs (figure 3.11) ;
- construction de type sandwich.

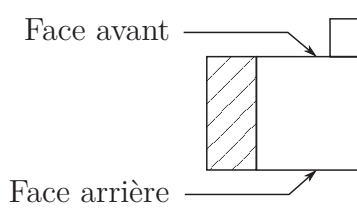


Figure 3.10 Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz - faces avant/arrière.

Ces trois solutions ont été explorées. Tout d'abord, les résonateurs pour des raisons de simplicité sont construits par fabrication additive. Le matériau utilisé au début des expériences était un polymère thermoplastique : l'ABS. Celui-ci est relativement léger et rigide et possède une bonne résistance aux chocs. Ses propriétés sont indiquées dans le tableau 3.5.

Une des solutions pour réduire le poids a été de s'orienter vers un plastique composite, constitué d'ABS et de renforts en fibres de carbone. On a également ajouté 4 raidisseurs d'une épaisseur de 1.5 mm dans le résonateur, représentés sur la figure 3.11, et on a utilisé une configuration de type sandwich. Une comparaison est effectuée entre les différentes solutions, pour une rigidité de flexion identique dans le tableau 3.5. On remarque que l'utilisation de renforts en fibre de carbone et d'une configuration de type sandwich permet de diminuer significativement le poids pour une même rigidité de flexion.

On peut calculer la rigidité de flexion d'une plaque sandwich [Rossi, 1988] :

$$D_{sandwich} = \frac{Eth_{lat}^2}{2(1 - \nu_0^2)} \quad (3.8)$$

Avec E , le module d'Young, t l'épaisseur des peaux du sandwich, h_{lat} l'épaisseur totale du disque et ν_0 le coefficient de poisson du matériau.



Figure 3.11 À gauche, face arrière du résonateur, à droite, face avant du résonateur, avec les raidisseurs.

Tableau 3.5 Comparaison des masses surfaciques d'une paroi pour différentes configurations, pour une rigidité de flexion identique.

Propriétés/Configuration	n°1 ABS	n°2 ABS & fibres de carbone	n°3 ABS & fibres de carbone, configuration sandwich
Épaisseur	0.5 cm	0.35 cm	0.46 cm
Module d'Young	2.3 GPa	4.6 GPa	4.6 GPa
Masse volumique matériau	1050 kg. m ⁻³	1250 kg. m ⁻³	1250 kg. m ⁻³
Sandwich	Non	Non	Oui peaux 0.8 mm
Masse surfacique	5.3 kg. m ⁻²	4.4 kg. m ⁻²	2.4 kg. m ⁻²

À partir de la rigidité de flexion on peut calculer la compliance mécanique du disque [Rossi, 1988] :

$$C_{me} = \frac{3D_i^2}{256\pi D_{sandwich}} \quad (3.9)$$

Pour la configuration du tableau 3.6, on a caractérisé 4 disques d'épaisseurs différentes sur une configuration donnée afin de déterminer l'épaisseur minimale du sandwich. On a obtenu deux paramètres $D_{i0} = 5$ cm et $h_{lat0} = 4$ mm. Or grâce aux formules précédentes on remarque que :

$$\frac{D_{i0}}{h_{lat0}} = \frac{D_i}{h_{lat}} \quad (3.10)$$

On remarque donc que lorsque l'on augmente le diamètre du disque, on doit augmenter proportionnellement l'épaisseur totale du sandwich afin de compenser l'augmentation de compliance.

On réitère l'étude paramétrique précédente en prenant en compte l'augmentation de l'épaisseur du sandwich pour la masse. On impose également des épaisseurs différentes pour chaque partie du résonateur. On impose l'épaisseur $h_{cyl} = 0.9$ mm pour le cylindre latéral, $h_{col} = 0.7$ mm pour l'épaisseur du col, et $h_{lat} = D_i \frac{h_{lat0}}{D_{i0}}$ pour l'épaisseur totale des

Tableau 3.6 Paramètres géométriques du résonateur d'Helmholtz.

Rayon du résonateur [mm]	Longueur du résonateur [mm]	Diamètre du col [mm]	Longueur du col [mm]	Position du col
47.5	98.7	49.5	55.2	Intérieure

sandwichs des parois avant et arrière de la cavité du résonateur. Il est important de noter que l'on a remarqué lors des expérimentations, que l'épaisseur minimale de la face arrière de la cavité du HR dépend également de la distance entre le col et celle-ci. En effet si le col est très proche de la paroi arrière, celle-ci est excitée de manière beaucoup plus importante et la perte par transmission du traitement acoustique chute de manière très importante.

La figure 3.12 montre la masse volumique tracée en fonction de la fréquence de résonance et du rapport D_i/H_0 . On remarque que celle-ci est plus élevée que dans le cas de la figure 3.9, de $2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ dans la zone bleue, où la masse est minimale.

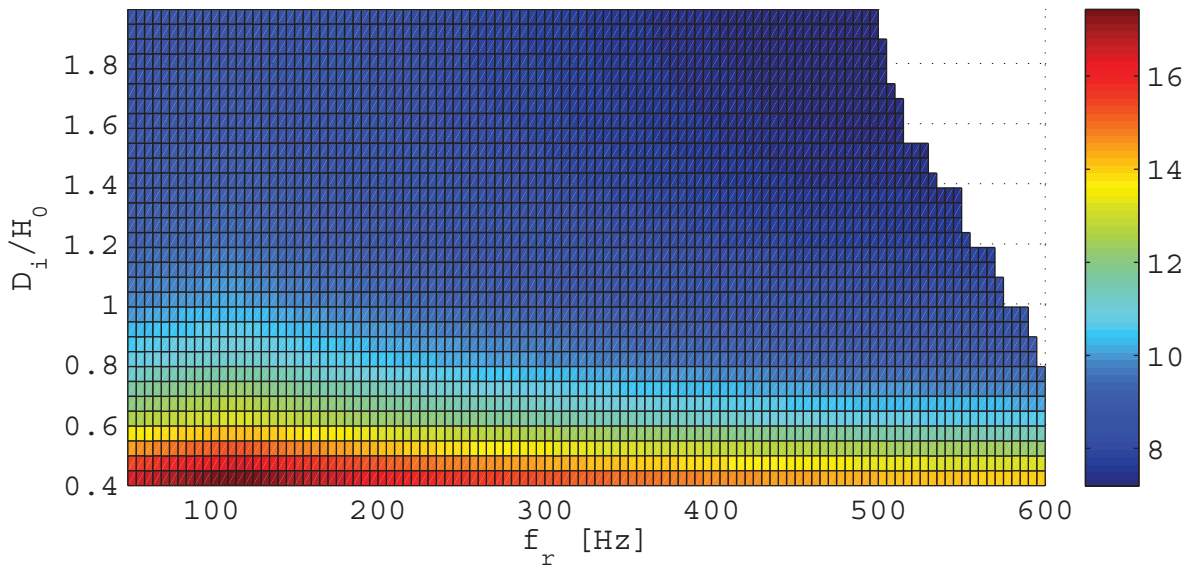


Figure 3.12 Étude paramétrique - masse volumique $[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$ en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $r_t = 10\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$ - $\rho_{\text{mat}} = 1200 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$ - h_{lat} varie avec D_i - $h_{\text{cyl}} = 0.9 \text{ mm}$ - $h_{\text{col}} = 0.7 \text{ mm}$.

3.2.5 Compromis fréquence-masse-performance

On trace sur la figure 3.13 le rapport entre la perte par insertion maximale de la figure 3.7 et la masse volumique de la figure 3.12 pour $r_t = 10\%$. On peut ainsi visualiser les zones où la performance est maximale pour un ajout de poids minimal. Les zones en rouge sont les zones de performance maximale, allant jusqu'à $3 \text{ dB} \cdot \text{kg}^{-1} \text{m}^3$ et les zones en bleu, les zones de performance minimale, descendant jusqu'à $0.5 \text{ dB} \cdot \text{kg}^{-1} \text{m}^3$

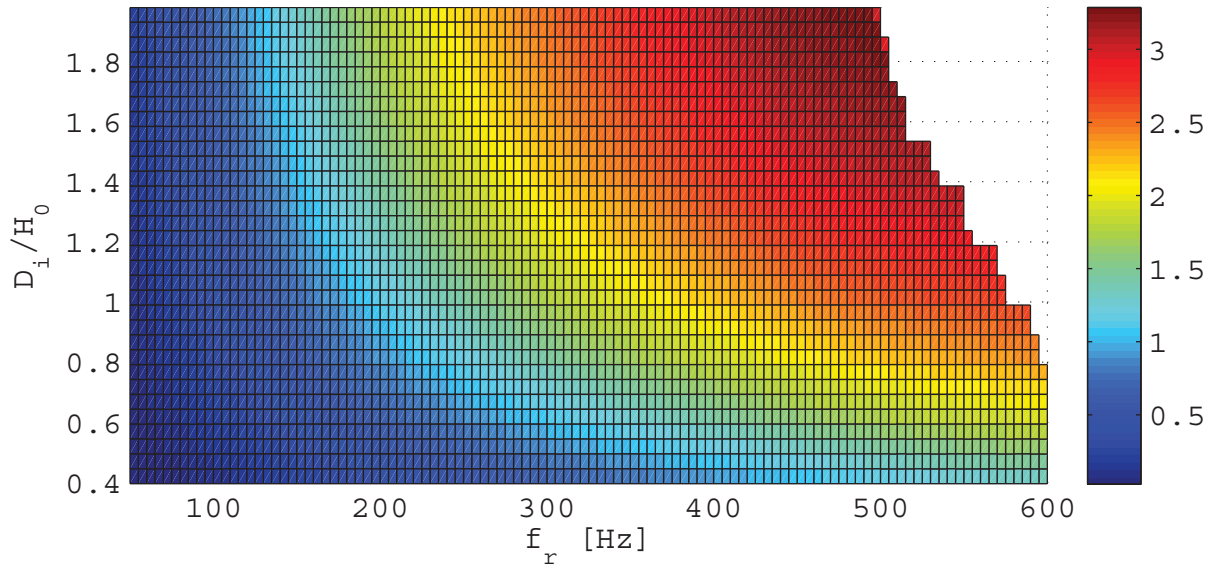


Figure 3.13 Étude paramétrique - IL/Masse volumique $[\text{dB} \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$ en fonction de différents paramètres $50 \text{ Hz} < f_r < 600 \text{ Hz}$ - $H_0 = 10.1 \text{ cm}$ - $r_t = 10\%$ - $4 \text{ cm} < D_i < 20 \text{ cm}$ - $\rho_{mat} = 1200 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$ - h_{lat} varie avec D_i - $h_{cyl} = 0.9 \text{ mm}$ - $h_{col} = 0.7 \text{ mm}$.

Pour cette épaisseur de traitement résonant H_0 on augmente la performance massique en augmentant le ratio D_i/H_0 . On remarque également que la performance du traitement est maximale autour de 500 Hz .

La configuration que l'on choisira pour les tests en chambre aura une fréquence de résonance de 350 Hz afin de pouvoir être caractérisée au GAUS. On utilisera également un ratio D_i/H_0 environ égal à 1 pour des raisons d'encombrement, et $r_t \approx 8\%$.

Lors de l'augmentation du rapport D_i/H_0 , en basses fréquences le col du HR va augmenter en longueur et se rapprocher de la paroi arrière du HR. Pour contrer la perte de performance provoquée par l'excitation de la paroi arrière, on doit augmenter son épaisseur et donc son poids. Cet effet pourrait être étudié dans la suite de ce travail afin de trouver la zone optimale de fonctionnement du résonateur.

3.2.6 Essai de différentes géométries, avantages et inconvénients

On désire par la suite diminuer la fréquence de résonance du HR en gardant un encombrement réduit. Pour cela on ajoute un cône à la sortie du col. Des études ayant déjà été réalisées sur la géométrie du col du HR par [Selamet et Lee, 2003], on s'attend à une diminution de la fréquence de résonance ainsi qu'à une diminution de la perte par transmission. Une étude est ainsi effectuée sur les paramètres géométriques du cône.

La configuration avec ajout d'un cône est représentée sur la figure 3.14. On simule cette géométrie sur Comsol Multiphysics, dans le module acoustique axi-symétrique 2D. La dissipation dans le col du résonateur est prise en compte grâce au module thermoacoustique. Une étude harmonique est effectuée entre 100 Hz et 400 Hz avec un pas de 1 Hz.

La géométrie utilisée est celle de la figure 3.14, ou $D_e = 100$ mm, $D_i = 49.6$ mm, $H = 60$ mm, $l_c = 4$ cm et $r_0 = 9.75$ mm. Les autres paramètres varient dans les plages suivantes : $0.125 < l/l_c < 0.5$ avec un pas de 0.125 et $0.1 < r/r_0 < 0.9$ avec un pas de 0.1. L'ensemble est intégré dans un tube de diamètre 100 mm, et de longueur totale 400 mm.

La mousse utilisée est celle du tableau 3.3, schématisée en jaune sur la figure 3.14, et présente autour du résonateur. Les parois du résonateur sont considérées comme infiniment rigides. Dans le module thermique, les parois du col sont modélisées avec une condition isotherme.

Le maillage utilisé est un maillage structuré pour le tube avant et après le résonateur, et un maillage non-structuré formé de mailles triangulaires pour la partie HR. La taille est choisie de manière à avoir 12 éléments par longueur d'onde au minimum, et au moins 4 éléments à l'entrée du col du résonateur. On maille également la couche limite dans le col du résonateur pour calculer la dissipation.

On utilise une excitation en ondes planes sur l'échantillon, et on relève la moyenne des pressions sur deux surfaces parallèles à l'excitation avant (p_1) et après (p_2) l'échantillon. On calcule la perte par transmission de la manière suivante :

$$TL = 10 \times \log_{10} \frac{p_1}{p_2}$$

Les résultats sont présentés sur la figure 3.15. On a tracé pour les différentes géométries la pulsation de résonance réduite et la perte par insertion du traitement en faisant varier

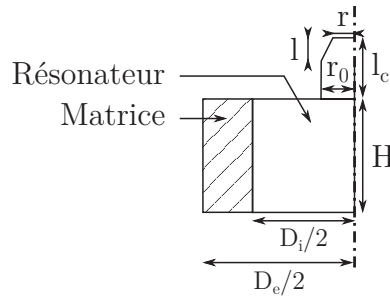


Figure 3.14 Schéma axi-symétrique d'un résonateur d'Helmholtz avec un col conique.

deux paramètres : le rapport entre le rayon secondaire du cône et le rayon du cylindre et le rapport entre la longueur du cône et la longueur totale du col.

On remarque que lorsque l'on diminue la taille du rayon du cône par rapport au rayon du col on diminue à la fois la pulsation de résonance et la perte par transmission. On a le même effet lorsque l'on augmente la longueur du cône par rapport à la longueur totale du col.

La diminution de la perte par insertion du traitement est très importante, jusqu'à 16 dB, cette solution est donc d'un intérêt limité dans le cas de cette application.

On remarque que lorsque $l/l_c \rightarrow 0$ et $r/r_0 \rightarrow 1$, alors $\omega/\omega_0 \rightarrow 1$ et $IL \rightarrow 0$ et on retrouve une configuration cylindrique classique pour le col.

Résumé :

On remarque qu'il existe un compromis fréquence-poids-performance à trouver. On notera quelques points importants :

- la performance est croissante avec le ratio D_i/H_0 , le ratio de surface occupé par le HR et la fréquence de résonance du HR ;
- la performance est dépendante de la rigidité des parois avant et arrière du HR ;
- une étude afin de déterminer la rigidité minimale de la paroi arrière en fonction de la géométrie (distance du col, rayon du HR) serait nécessaire ;
- en augmentant le ratio de surface du HR et l'épaisseur du traitement on augmente la performance mais également la masse ;
- un col de forme conique n'est intéressant que pour gagner en compacité ou réduire ω_r mais augmente fortement la dissipation, et fait donc chuter la performance en TL.

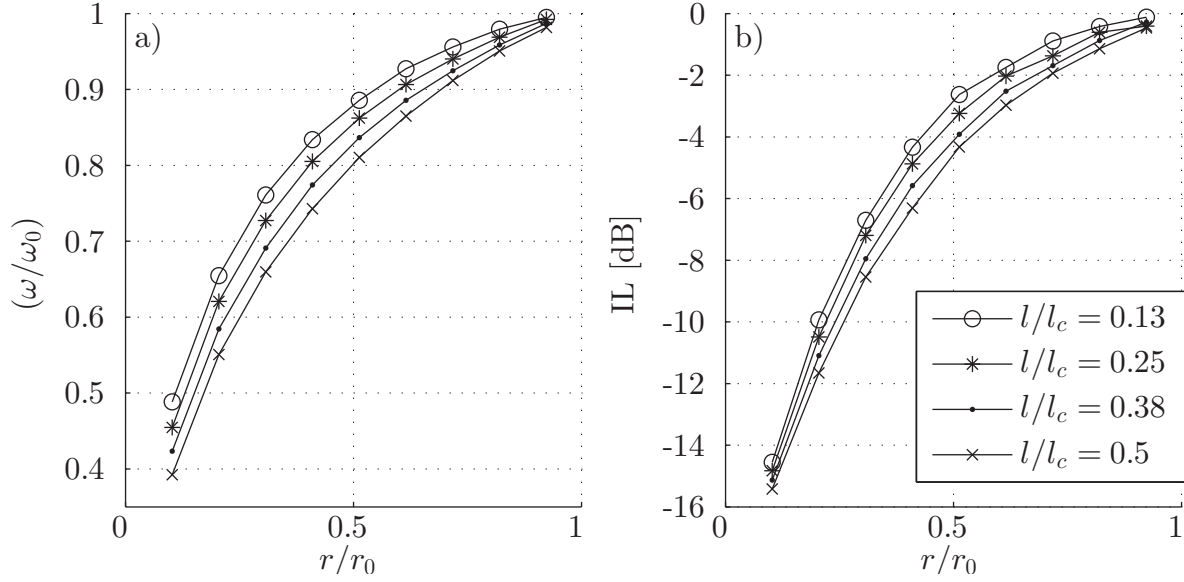


Figure 3.15 Étude paramétrique de l'effet de l'ajout d'un cône $l_c = 4$ cm - $r_0 = 9.75$ mm - $\omega_0 = 385$ Hz - $TL_0 = 22$ dB. a) Pulsation de résonance réduite. b) Perte par insertion à la résonance par rapport à un résonateur avec un col cylindrique de même longueur ($l/l_c = 0$, $r/r_0 = 1$).

On cherchera à étudier par la suite la performance du traitement acoustique dans des conditions plus complexes. Premièrement on étudiera la performance des HRs intégrés sur un panneau plan et excité par un champs diffus, puis on étudiera la performance apportée par le traitement acoustique lorsqu'il est intégré dans une maquette numérique.

CHAPITRE 4

MODÉLISATION DU MÉTA-COMPOSITE

4.1 Ondes planes en incidence normale

4.1.1 Simulation éléments finis - modèle et validation expérimentale

On cherche ensuite à caractériser les performances acoustiques d'une des configurations optimisées du chapitre précédent. On commence par s'intéresser à la performance du matériau acoustique excité par des ondes planes en incidence normale.

Pour une configuration composée d'un HR inclus dans une matrice on crée un modèle éléments finis que l'on compare avec une mesure directe. Cela permet de s'assurer du domaine de validité du modèle EF. La configuration utilisée lors de nos expérimentations est composée d'un HR doté des paramètres indiqués dans le tableau 3.6, une photo de celui-ci est présentée sur la figure 4.1. Il est inclus au centre d'une mousse de mélamine d'une épaisseur de 115 mm, dont les propriétés sont indiquées dans le tableau 3.4. La cellule élémentaire choisie est de section carrée de largeur 301 mm, on mesure expérimentalement la performance du matériau acoustique à l'aide d'un tube d'impédance basses fréquences de la même section, représenté sur la figure 4.2. Dans ce tube, les microphones sont distants de 100 mm et le microphone le plus proche de l'échantillon est distant de 466 mm de celui-ci. On utilise la méthode des trois micros et deux cavités (3M2C) afin d'obtenir la matrice de transfert de l'échantillon ainsi que les indicateurs acoustiques. Les cavités utilisées sont respectivement de 354 mm et 665 mm.

On simule avec le logiciel Comsol Multiphysics 5.1, la configuration testée en laboratoire afin de valider le modèle éléments finis. On modélise la géométrie du matériau acoustique et on applique des propriétés équivalentes à chaque partie du modèle :

- pour le col du résonateur on applique un fluide équivalent, basé sur un modèle JCA afin de prendre en compte la dissipation ;
- pour la mousse on utilise un fluide équivalent JCA limp dans lequel on a introduit les propriétés de la mousse ;

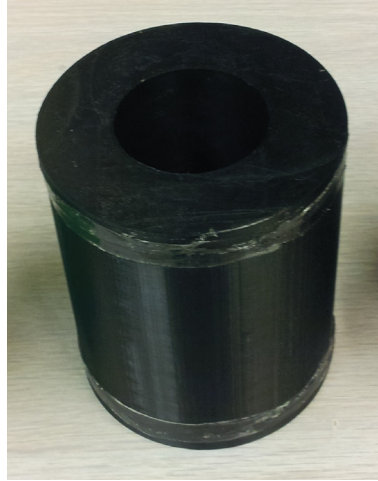


Figure 4.1 Photo du résonateur d'Helmholtz utilisé pour les expérimentations.

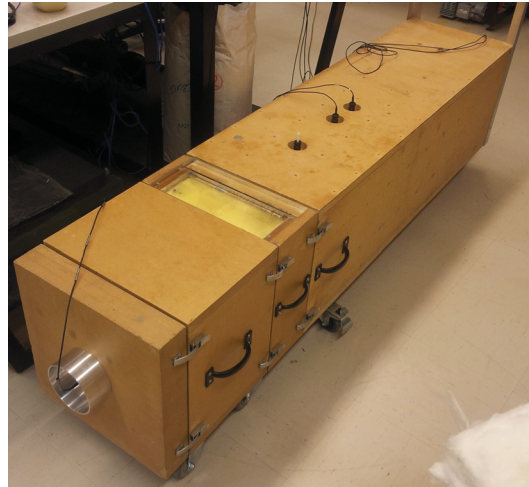


Figure 4.2 Photo du tube d'impédance de section carrée de largeur 301 mm utilisé pour les expérimentations.

- pour le reste du modèle on applique la vitesse du son dans l'air c_0 , et l'impédance de l'air Z_0 .

Pour le col du résonateur, les propriétés utilisées pour le modèle JCA sont les suivantes :

- porosité : 1 ;
- tortuosité : 1 ;
- résistivité : $\frac{8\eta}{R^2}$;
- longueur caractéristique visqueuse : R ;
- longueur caractéristique thermique : R .

où $\eta = \rho_0 \times \nu$ est la viscosité dynamique de l'air et R le rayon du col du résonateur.

Ce modèle permet de prendre en compte la dissipation visqueuse dans la couche limite près des parois du col du résonateur, mais ne prend pas en compte la dissipation provoquée par les effets de circulation du fluide loin des parois.

On définit les parois du résonateur comme totalement rigides, et l'on excite l'échantillon par une onde plane à incidence normale. La simulation étant tridimensionnelle et comportant des éléments de maillage linéaires on maille le système en prenant comme taille minimale de maille $\lambda_{min} = R/2$ et comme taille maximale $\lambda_{max} = \frac{c_0}{6 \times f_{max}}$, avec f_{max} la fréquence maximale du calcul.

Les indicateurs acoustiques tels que l'absorption et la perte par transmission sont calculés à l'aide de la méthode 3M2C, cela nous permet au passage d'obtenir la matrice de transfert de l'échantillon [ASTM E2611-09, 2009; Salissou *et al.*, 2012].

On compare les résultats obtenus à l'aide de la méthode éléments finis et la mesure directe sur la figure 4.3. On trace en a) l'absorption de l'échantillon et en b) la perte par transmission. On remarque tout d'abord pour l'absorption une très bonne corrélation entre les deux méthodes pour les fréquences supérieures à 150 Hz. Les différences s'expliquent par les conditions aux limites imposées à la mousse. En effet dans le modèle éléments finis la mousse est considérée comme rigide ou limp, il n'y a donc pas de résonance mécanique alors qu'en réalité celle-ci possède une rigidité. L'absorption et la perte par transmission en très basses fréquences dépendent fortement de ces conditions aux limites. Sur la figure b), on remarque une bonne corrélation entre la perte par transmission obtenue expérimentalement et numériquement. On remarque cependant que la courbe expérimentale présente des effets mécaniques sous 200 Hz et qui deviennent très importants sous la fréquence de 100 Hz. Le pic à la fréquence de résonance est pratiquement à la même fréquence entre le modèle et la mesure, mais l'amplitude diffère. Cela est probablement dû au fait que le modèle éléments finis ne prends en compte que la dissipation visqueuse dans le col mais pas la dissipation provoquée par les mouvements du fluide. Cela peut également être dû à la différence de résolution fréquentielle entre la mesure et la simulation.

4.1.2 Modèle analytique : P-TMM

Le modèle analytique développé par [Doutres *et al.*, 2015] nous permet d'obtenir les indicateurs acoustiques d'un traitement à partir de la méthode des matrices de transfert. On commence par calculer l'impédance d'un résonateur d'Helmholtz à partir d'une formule analytique et on l'intègre dans une matrice de transfert. D'un autre côté on calcule les

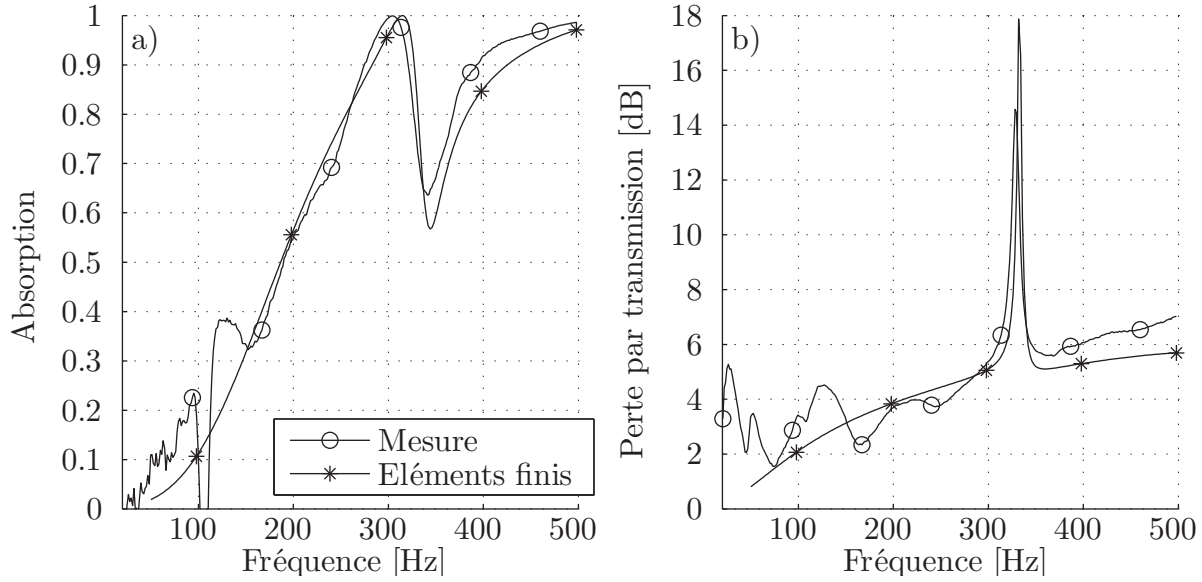


Figure 4.3 Absorption et TL comparés entre éléments finis et mesure. a) Absorption. b) Perte par transmission.

propriétés équivalentes d'une mousse avec le modèle de Johnson-Champou-Allard, et on l'intègre dans une matrice de transfert. Ensuite on combine les deux matrices précédentes à l'aide de la méthode de [Verdiere *et al.*, 2013], on obtient ainsi la matrice de transfert du traitement acoustique.

Dans ce modèle l'impédance correspondant à la masse d'air en déplacement dans le col du résonateur est corrigée à l'aide de deux termes de correction de longueur. Ces termes sont supposés tous les deux identiques de valeur :

$$\delta_i = 0.48(S)^{1/2}(1 - 1.14s_i) \quad (4.1)$$

$$\delta_e = 0.48(S)^{1/2}(1 - 1.14s_e) \quad (4.2)$$

avec $s_i = (S/D_i^2)^{1/2}$, $s_e = (S/D_e^2)^{1/2}$ et $D_e = D_i$. Cette solution n'est valable que pour un col de résonateur externe à la cavité.

En effet lorsque l'on inclut le col à l'intérieur de la cavité afin de gagner en compacité, les termes de correction de longueur changent, on ne peut donc plus les considérer comme égaux. On modifie la correction de longueur interne du col, d'après la méthode de [Levine et Schwinger, 1948] :

$$\delta_i = 0.372(S)^{1/2}(1 - 1.14s_i) \quad (4.3)$$

De plus on prend comme valeur pour D_e la taille d'une cellule élémentaire.

4.1.3 Méthodes d'homogénéisation

Méthode symétrique

Malgré le caractère asymétrique de notre matériau acoustique on s'intéresse tout d'abord à la caractérisation des propriétés équivalentes de matériaux symétriques. En effet, une méthode déjà existante permet d'implémenter assez simplement un traitement acoustique symétrique dans un modèle EF ou SEA, en déterminant ses propriétés équivalentes. On l'applique à notre échantillon asymétrique afin d'évaluer si l'approximation ainsi faite sur la symétrie de l'échantillon produit un écart important avec une solution exacte.

Pour commencer, on simule une configuration donnée grâce à un modèle analytique et on en extrait des propriétés équivalentes. Ensuite, on tente de simuler le comportement de l'échantillon dans une configuration différente à partir des propriétés équivalentes et l'on compare le résultat avec une méthode directe.

On utilise les formules 2.12 et 2.13 pour extraire les propriétés d'un traitement acoustique composé d'un HR placé au centre d'une mousse de mélamine. Les paramètres utilisés pour le résonateur sont donnés dans le tableau 4.1, et les paramètres utilisés pour la mousse sont ceux du tableau 3.4. Le modèle utilisé pour la simulation numérique est celui de [Doutres *et al.*, 2015], via l'équation 2.18 et permet d'obtenir les indicateurs acoustiques. On définit également deux configurations, AB et BA, dans lesquels on calcule les indicateurs acoustiques. Ces configurations sont illustrées sur la figure 4.4. La matrice de transfert du traitement acoustique peut être inversée pour rendre compte du comportement du traitement acoustique dans les deux sens. On trace ensuite la partie réelle et imaginaire du

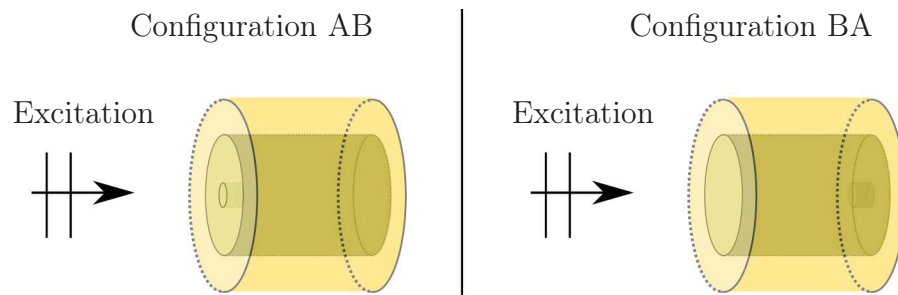


Figure 4.4 Schéma expliquant les configurations AB et BA.

nombre d'onde équivalent sur la figure 4.5 dans les configurations AB et BA. On remarque que les nombres d'ondes obtenus sont différents suivant l'orientation du résonateur, en particulier autour de la fréquence de résonance. Au-dessus de la fréquence de résonance le comportement est symétrique, car il est contrôlé par la mousse. On remarque également sur la figure 4.5 qu'avant la fréquence de résonance la partie réelle du nombre d'onde dé-

Tableau 4.1 Paramètres géométriques du résonateur d'Helmholtz.

Rayon du résonateur [mm]	Longueur du résonateur [mm]	Diamètre du col [mm]	Longueur du col [mm]	Position du col	Largeur d'une cellule périodique [mm]
25	76.1	16.4	60	Interne	100

croit. La pente de la courbe du nombre d'onde étant négative, la vitesse de phase devient donc négative, et ceci pour les deux configurations.

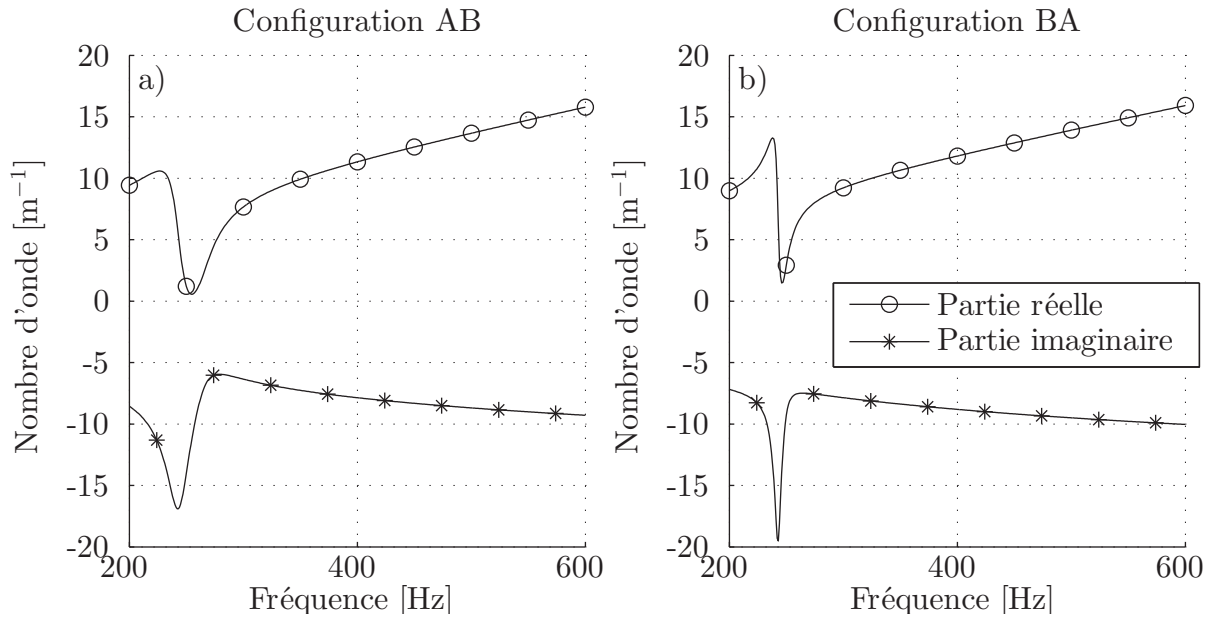


Figure 4.5 Nombre d'onde équivalent pour un résonateur intégré dans une mousse. a) Nombre d'onde extrait dans le sens AB. b) Nombre d'onde extrait dans le sens BA.

On trace l'impédance équivalente du traitement sur la figure 4.6, pour les configurations AB et BA. On remarque que l'impédance équivalente est symétrique au-dessus de la fréquence de résonance, elle est en effet contrôlée par la mousse, mais qu'elle est fortement asymétrique à la fréquence de résonance.

Pour la configuration AB, lors de la résonance, la partie imaginaire de l'impédance tend vers 0 ($Im(Z)/Z_0 \ll 1$) de même que la partie réelle ($Re(Z)/Z_0 \ll 1$). Cela provoque une rupture d'impédance, d'autant plus importante que la partie réelle de l'impédance est faible. C'est pourquoi la perte par transmission est élevée à la fréquence de résonance. L'absorption, tracée sur la figure 4.7 est importante à la fréquence de résonance dans ce cas.

Pour la configuration BA la partie imaginaire de l'impédance reste environ égale à celle de l'air ($Im(Z)/Z_0 \approx 1$) alors que la partie réelle devient beaucoup plus importante que l'impédance de l'air ($Re(Z)/Z_0 \gg 1$), à la fréquence de résonance. On obtient donc une rupture d'impédance importante comme pour la configuration précédente, et donc une perte par transmission importante ainsi qu'une faible absorption à la fréquence de résonance.

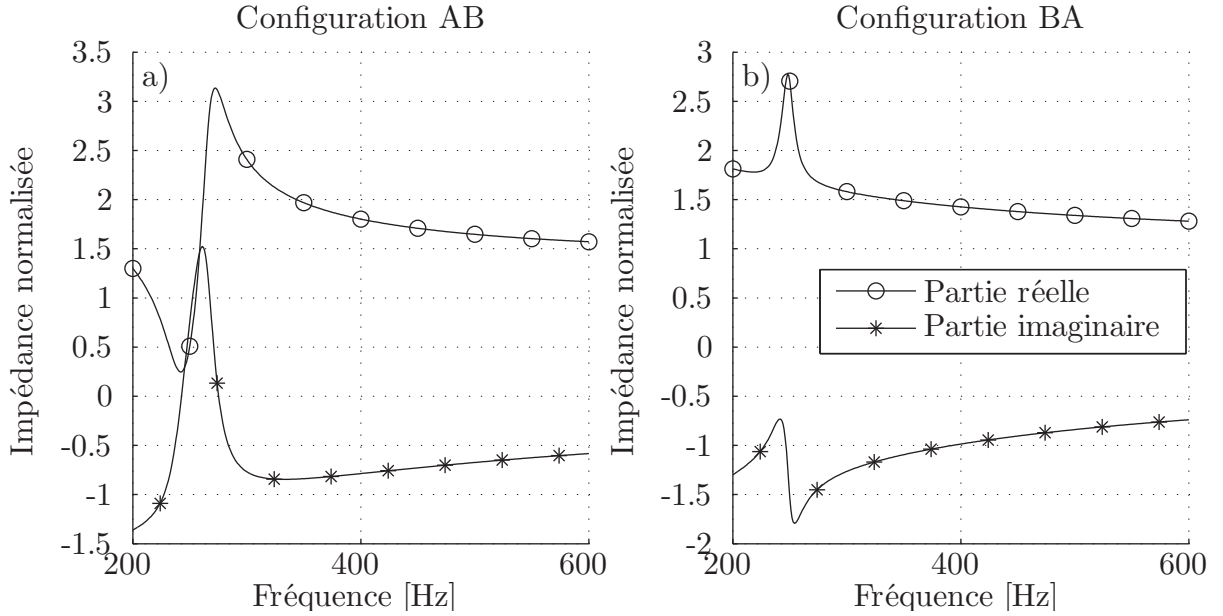


Figure 4.6 Impédance équivalente normalisée pour un résonateur intégré dans une mousse. a) Impédance extraite dans le sens AB. b) Impédance extraite dans le sens BA.

À partir des propriétés équivalentes, on peut construire une matrice de transfert symétrique, avec l'équation 2.14, et grâce à cette matrice de transfert on peut calculer les indicateurs acoustiques tels que l'absorption et la perte par transmission. On a ici homogénéisé un traitement acoustique asymétrique à l'aide de propriétés équivalentes symétriques, on s'attend donc à avoir des différences avec la méthode directe.

On trace sur la figure 4.7 l'absorption pour les configurations AB et BA, pour un résonateur inclus dans une mousse et pour une mousse seule. La méthode par calcul direct et la méthode où les propriétés équivalentes permettent de calculer les indicateurs acoustiques, sont comparées. Tout d'abord, on remarque que pour la mousse seule, la méthode directe correspond parfaitement à la méthode testée. De plus, l'absorption est indépendante de l'orientation. Pour le HR inclus dans une mousse on remarque au contraire une forte asymétrie dans les absorptions. La méthode directe s'éloigne de la méthode équivalente pour des fréquences proches de la fréquence de résonance.

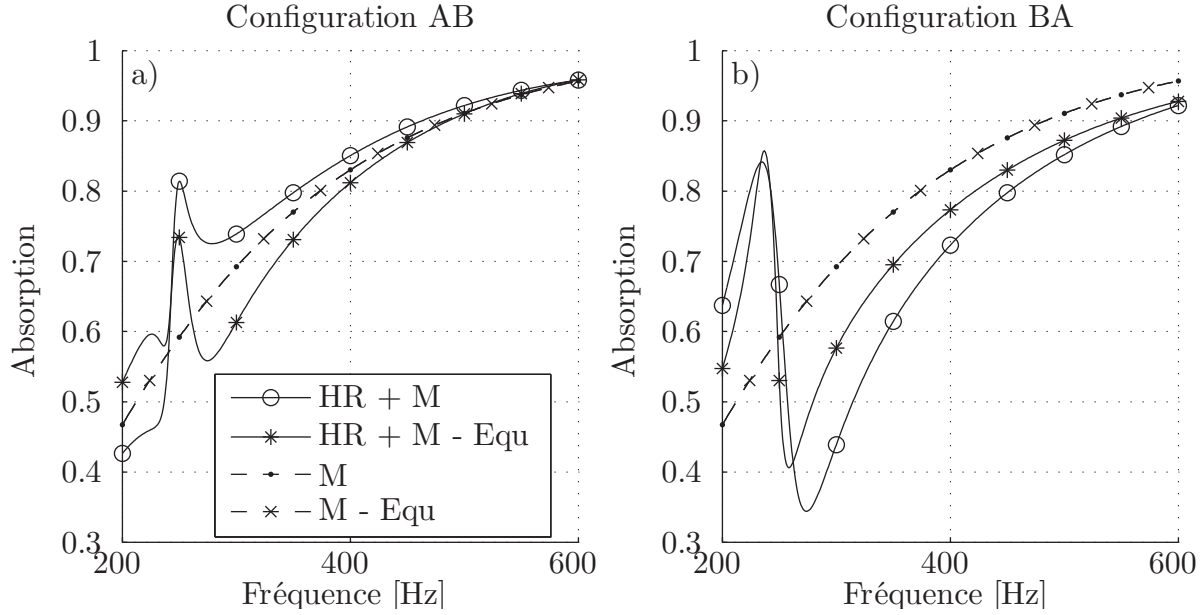


Figure 4.7 Absorption pour une méthode directe et indirecte (Equ). Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) un résonateur avec de la mousse - méthode équivalente, 3) Mousse seule - méthode directe, 4) Mousse seule - méthode équivalente. a) Absorption dans le sens AB. b) Absorption dans le sens BA.

La perte par transmission dans les configurations AB et BA, pour un résonateur inclus dans une mousse et pour une mousse seule est tracée sur la figure 4.8. La méthode par calcul direct et la méthode utilisant les propriétés équivalentes sont comparées. Pour la mousse on obtient une perte par transmission symétrique suivant la configuration, et étant très proche pour les deux méthodes. Pour les HRs intégrés dans la mousse les courbes de perte par transmission sont également très proches pour les deux méthodes. En effet le TL est symétrique, à cause du principe de réciprocité.

Les propriétés symétriques ne permettent donc pas de rendre du comportement réel du matériau. En effet, dans le cas de l'absorption, si l'on prend la représentation par des propriétés symétriques, on ne pourra rendre compte correctement du comportement du matériau que d'un seul côté. On ne pourra pas non plus le combiner correctement avec d'autres matériaux acoustiques. On utilise donc une autre méthode qui permet d'extraire des propriétés équivalentes asymétriques.

Méthode asymétrique et validation expérimentale

On mesure la matrice de transfert d'un élément asymétrique T^{asym} dans la configuration AB grâce à la méthode standard [ASTM E2611-09, 2009; Salissou *et al.*, 2012] en utilisant la méthode 3M2C. L'approche est similaire à celle proposée précédemment, mais on

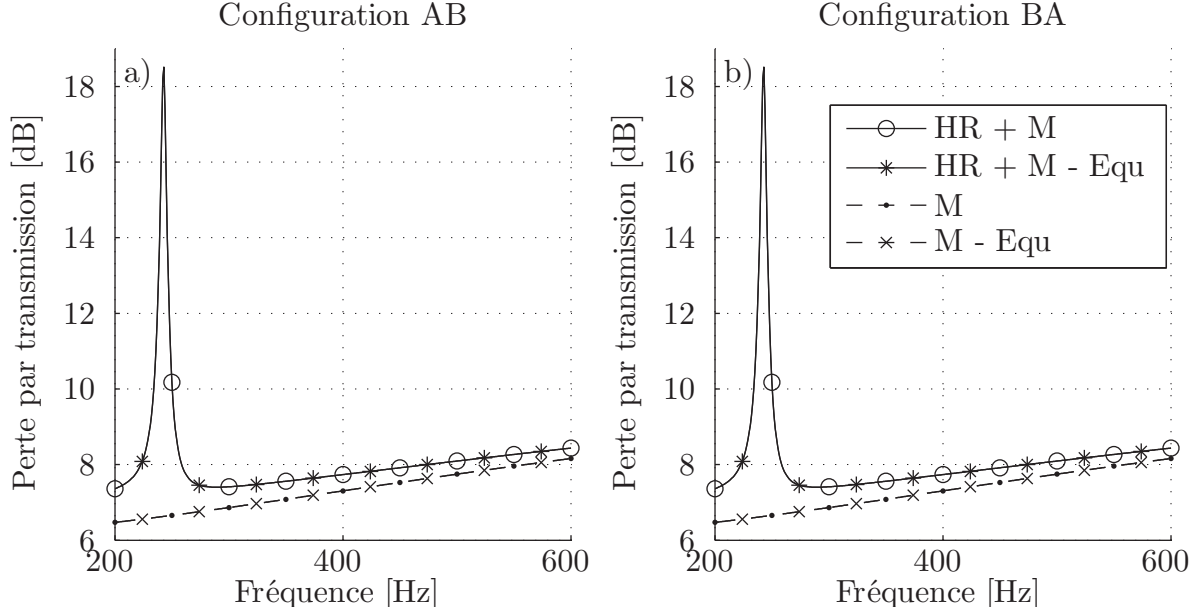


Figure 4.8 TL pour une méthode directe et indirecte (Equ). Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) un résonateur avec de la mousse - méthode équivalente, 3) Mousse seule - méthode directe, 4) Mousse seule - méthode équivalente. a) Absorption dans le sens AB. b) Absorption dans le sens BA.

ne suppose pas l'échantillon symétrique. En se basant sur la matrice de transfert d'un échantillon homogène, [Panneton, 2009] propose de réécrire la matrice de transfert d'un matériau asymétrique de la manière suivante :

$$T^{asym} = \begin{bmatrix} T_{11}^{asym} & T_{12}^{asym} \\ T_{21}^{asym} & T_{22}^{asym} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_{ab}L_0) & jZ' \sin(k' L_0) \\ \frac{j}{Z'} \sin(k' L_0) & \cos(k_{ba}L_0) \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

avec k_{ab} , k_{ba} et k' les nombres d'ondes correspondants, L_0 l'épaisseur de l'échantillon et Z' l'impédance caractéristique apparente de l'échantillon équivalent, identique pour les configurations AB et BA. Ainsi à partir de la matrice de transfert T^{asym} on peut estimer ces différents paramètres :

$$k_{ab} = \pm \frac{1}{L_0} \arccos T_{11}^{asym} \quad (4.5)$$

$$k_{ba} = \pm \frac{1}{L_0} \arccos T_{22}^{asym} \quad (4.6)$$

$$k' = \frac{1}{L_0} \arcsin \frac{T_{21}^{asym}}{jZ'} \quad (4.7)$$

$$Z' = \sqrt{\frac{T_{12}^{asym}}{T_{21}^{asym}}} \quad (4.8)$$

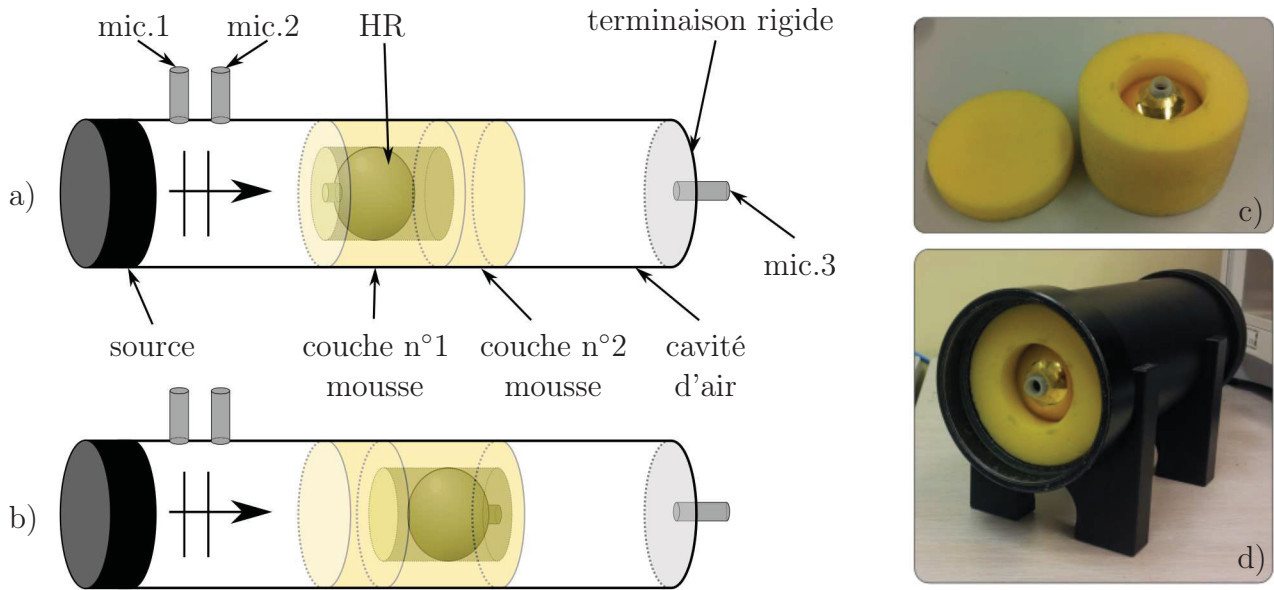
Comme pour la première méthode il existe plusieurs possibilités pour les nombres d'onde k_{ab} et k_{ba} , on doit donc vérifier que leur valeur a un sens physique ($Im(k_{ab}) < 0$ et $Im(k_{ba}) < 0$). Ces propriétés caractérisent totalement le matériau et peuvent être utilisées pour simuler le comportement acoustique du matériau dans toutes les configurations.

Cette méthode permet donc de retrouver les propriétés acoustiques valides pour un traitement acoustique dans n'importe quelle configuration à partir de la caractérisation de sa matrice de transfert. On désire cependant étudier les propriétés équivalentes obtenues à partir de cette méthode. On extrait donc la matrice de transfert d'un traitement acoustique asymétrique à partir d'une mesure expérimentale d'une part, et à partir du modèle analytique d'autre part. On compare les propriétés acoustiques réelles et calculées, puis on extrait les propriétés équivalentes. L'élément acoustique est testé dans un tube d'impédance de 100 mm de diamètre (B&K). L'excitation produite par le haut-parleur est de type bruit-blanc, et la méthode de caractérisation utilisée est la méthode 3M2C comme précédemment. L'absorption et la transmission du matériau sont mesurées sous une excitation de 90 dB re 20 μ Pa RMS.

Les propriétés du résonateur utilisé pour les mesures sont décrites dans le tableau 4.2, il s'agit d'un résonateur de forme sphérique. La mousse utilisée est celle du tableau 3.3. Ce traitement acoustique est divisé en deux couches comme indiqué sur le schéma 4.9. La première couche, d'une épaisseur de 68.5 mm, est constituée d'un résonateur, fait d'une boule de Noël, intégré dans le matériau poreux. Le résonateur est placé dans un trou concentrique, de 51.5 mm de diamètre, et est légèrement plus grand que le diamètre de la perforation, la mousse est donc légèrement comprimée par celui-ci. La deuxième couche est une couche homogène de mousse d'une épaisseur de 18.5 mm. Le résonateur est testé avec le col orienté dans deux configurations : col vers le haut-parleur (AB) et la configuration inverse (BA).

Tableau 4.2 Paramètres géométriques du résonateur d'Helmholtz.

Rayon du résonateur [mm]	Diamètre du col [mm]	Longueur du col [mm]	Position du col
28.6	9.5	8.7	Extérieure



Le modèle utilisé pour la simulation analytique est le modèle de [Doutres *et al.*, 2015], via l'équation 2.18. Le matériau acoustique est constitué de 3 couches. La première couche est constituée d'une couche de mélamine en parallèle avec l'inclusion résonante, avec un ratio de surface de 26.5 % pour l'inclusion résonante et une longueur de 47 mm. La seconde couche est une couche de mélamine en parallèle avec de l'air, possédant un ratio de surface de 26.5 % pour l'air et une longueur de 21.5 mm. La dernière couche est une couche de 18.5 mm d'épaisseur de mélamine. La deuxième couche modélise l'air autour de la sphère résonante.

On obtient ainsi la matrice de transfert du traitement acoustique à partir des mesures et du modèle analytique et on calcule les propriétés équivalentes à partir des équations 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, ainsi que les indicateurs acoustiques.

On trace sur la figure 4.10 l'absorption mesurée ainsi que l'absorption obtenue avec le modèle analytique. On trace l'absorption dans le sens AB avec la matrice de transfert caractérisée dans le sens AB et on trace l'absorption dans le sens BA avec la matrice de transfert caractérisée dans le sens BA. Chaque matrice peut également être inversée pour rendre compte du comportement du matériau dans chaque configuration. Dans le premier graphique (configuration AB) l'effet de l'inclusion est important entre 340 Hz et

440 Hz, avec un pic d'absorption. En dehors de cette bande de fréquences l'effet de la matrice poreuse est prédominant. Les mesures sont bien corrélées avec les simulations, mais l'absorption est légèrement sous-estimée à la fréquence de résonance pour la configuration AB et surestimée juste après la fréquence de résonance. De plus la fréquence de résonance prédite est légèrement supérieure à la fréquence obtenue expérimentalement. Sur le second graphe (configuration BA), l'absorption est très bien prédite, avec une légère surestimation à la fréquence de résonance et juste après la fréquence de résonance. L'effet de l'inclusion est prédominant de 240 Hz à 420 Hz avec un pic d'absorption. Il est intéressant de noter que la compression du matériau poreux change les caractéristiques du matériau poreux et donc l'absorption sur la bande fréquentielle entière, incluant la fréquence de résonance.

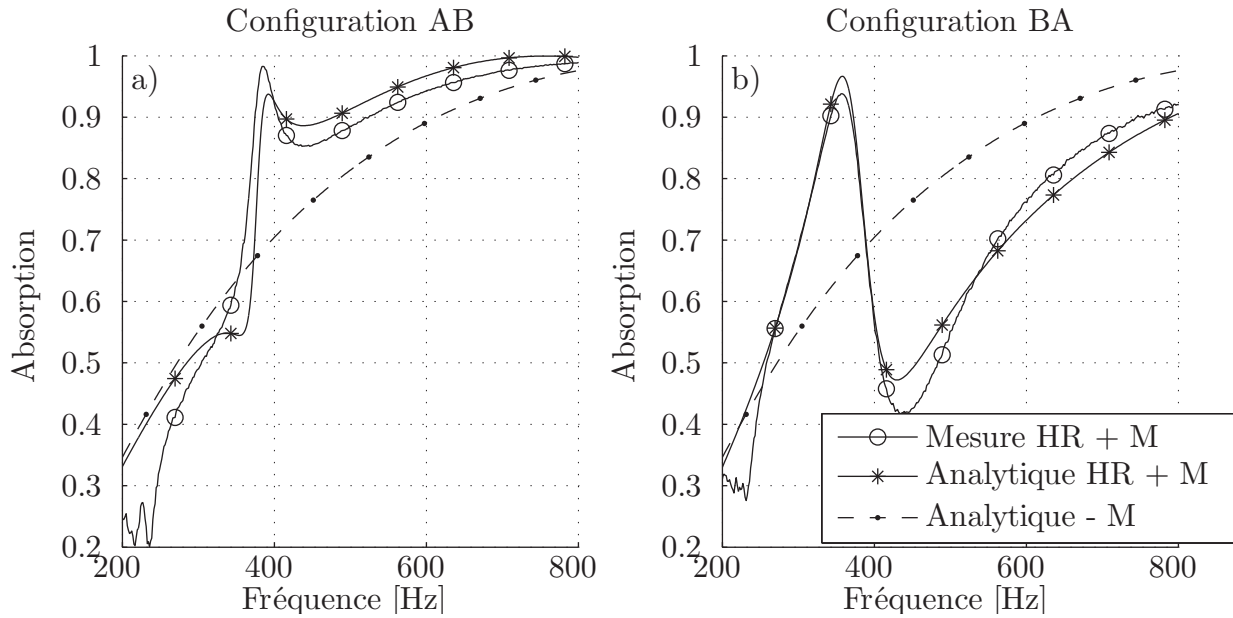


Figure 4.10 Absorption pour une mesure comparée au modèle analytique. Légende : résonateur (HR), mousse (M). a) Absorption dans le sens AB. b) Absorption dans le sens BA.

La perte par transmission du traitement acoustique est tracée sur la figure 4.11. On compare les mesures et le modèle analytique avec le traitement composé de HRs et de mousse, ainsi que la perte par transmission pour la mousse seule, dans les configurations AB et BA. On remarque que le modèle analytique est très proche de la performance mesurée, sauf à la fréquence de résonance où il surestime la perte par transmission d'environ 2 dB.

On trace sur la figure 4.12 les nombres d'ondes équivalents extraits de la matrice de transfert mesurée dans le sens AB pour le matériau composé de HRs et de mousse. On trace les trois nombres d'ondes équivalents (k' , k_{ab} , k_{ba}), obtenus avec les équations 4.7, 4.5 et 4.6. Pour la mousse seule, on trace le nombre d'onde équivalent symétrique (k) obtenu

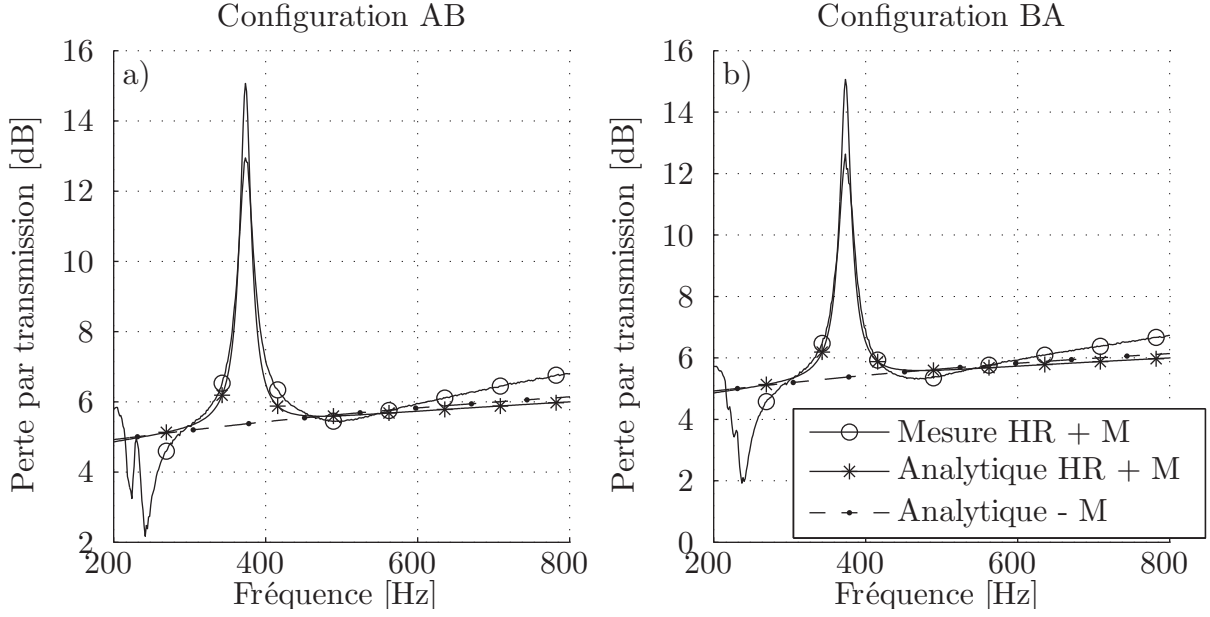


Figure 4.11 TL pour une mesure comparée au modèle analytique. Légende : résonateur (HR), mousse (M). a) TL dans le sens AB. b) TL dans le sens BA.

via l'équation 2.15. La partie réelle est tracée sur la figure a), et la partie imaginaire sur la figure b). Les propriétés équivalentes de la mousse ont été modélisées analytiquement, car les conditions aux limites expérimentales mènent à une perte par transmission inutilisable dans ce cas.

Les nombres d'ondes obtenus présentent les mêmes tendances que dans le cas des propriétés équivalentes symétriques, mais dans ce cas on peut extraire trois nombres d'ondes différents. La partie réelle du nombre d'onde en a) est croissante avec la fréquence, et présente une zone de pente négative à la fréquence de résonance. La partie imaginaire en b) présente un pic négatif à la fréquence de résonance. Il est intéressant de noter que les plus grands écarts entre les trois nombres d'ondes se trouvent autour de la fréquence de résonance et se réduisent ailleurs dans la bande fréquentielle.

Les impédances équivalentes réduites sont tracées sur la figure 4.13, pour le traitement (Z/Z_0) et pour la mousse seule (Z_{mousse}/Z_0). Un modèle analytique est utilisé pour la mousse (cf. paragraphe précédent). On remarque pour le traitement acoustique à la fréquence de résonance, que la partie réelle de l'impédance devient presque égale à l'impédance de l'air ($Re(Z/Z_0) \approx 1$) et que la partie imaginaire de l'impédance est presque nulle ($Im(Z/Z_0) \approx 0$), ainsi l'absorption est maximale à la résonance. On remarque de plus que la partie imaginaire des nombres d'ondes k' et k_{ba} devient très importante à la fréquence de résonance ($Im(k') \approx -15 \text{ m}^{-1}$ et $Im(k_{ba}) \approx -24 \text{ m}^{-1}$), ce qui est caractéristique

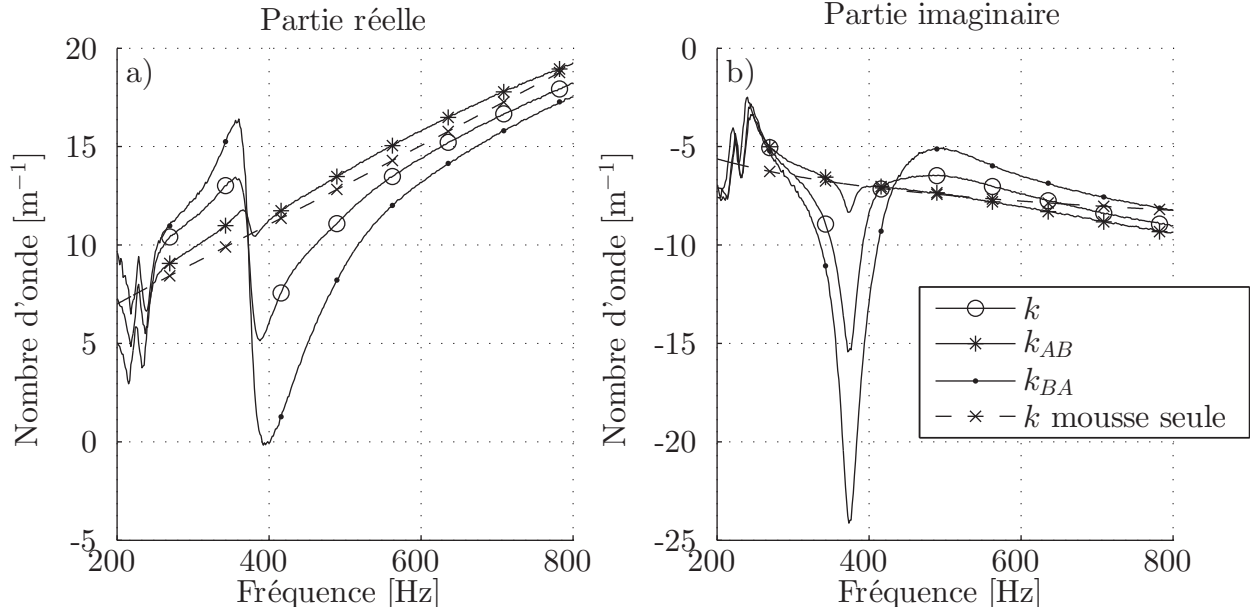


Figure 4.12 Nombres d'ondes mesurés pour le traitement et calculé pour la mousse. a) Partie réelle. b) Partie imaginaire.

d'une dissipation importante. On a donc une perte par transmission importante à cette fréquence.

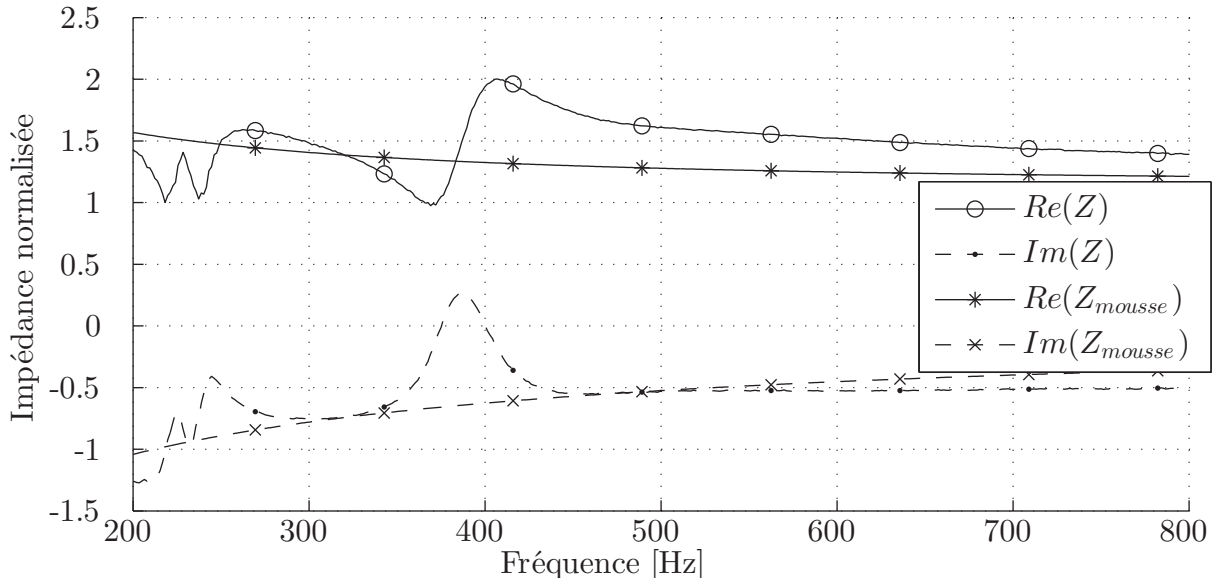


Figure 4.13 Impédance normalisée mesurée pour le traitement et calculée pour la mousse.

En conclusion, les propriétés équivalentes symétriques peuvent être utilisées pour retrouver le comportement effectif en transmission d'un matériau asymétrique ou pour retrouver

l'absorption effective de ce matériau avec une terminaison anéchoïque. Seulement lorsqu'il est combiné à d'autres matériaux ou utilisé avec une terminaison rigide ces propriétés donnent une absorption erronée.

Les propriétés équivalentes asymétriques nous permettent de rendre compte du comportement du traitement acoustique dans les deux configurations, AB et BA, et peuvent être extraites sans ambiguïté. Dans ce cas, inverser le sens de l'échantillon revient à inverser les couples (k_{ab}, Z) et (k_{ba}, Z) . Ces propriétés n'ont cependant pas de signification physique particulière, et doivent donc être utilisées avec précaution afin de concevoir un matériau avec de telles propriétés équivalentes.

4.2 Champs diffus

4.2.1 Simulation éléments-finis - modèle

La modélisation en éléments-finis d'un traitement acoustique excité en incidence oblique est très semblable à la modélisation en incidence normale, mais nécessite l'utilisation d'un modèle tridimensionnel périodique.

Comme dans la partie à incidence normale, on modélise la géométrie du matériau acoustique et on applique des propriétés équivalentes à chaque partie du modèle.

On définit les parois du résonateur comme totalement rigides, et l'on excite l'échantillon par une onde plane à incidence oblique en imposant un champ de pression dans un domaine fluide (BPF), représenté sur la figure 4.14. On utilise comme conditions aux limites pour les parois du tube, les conditions de périodicité de Floquet.

On maille le système en prenant comme taille minimale de maille $\lambda_{min} = R/2$ et comme taille maximale $\lambda_{max} = \frac{c_0}{6 \times f_{max}}$, avec f_{max} la fréquence maximale du calcul. Comme montré sur la figure 4.14 un maillage identique est utilisé pour les parois opposées deux à deux de la cellule périodique. On ajoute à l'entrée du tube un PML (Perfectly Matched Layer) afin d'atténuer les réflexions acoustiques.

On calcule les indicateurs acoustiques tels que l'absorption et la perte par transmission à l'aide de la méthode 3M2C dans le logiciel éléments finis, cela nous permet au passage d'obtenir la matrice de transfert de l'échantillon. On doit cependant multiplier toutes les longueurs utilisées dans la méthode (distance entre les microphones, cavités, etc) par un facteur $\cos(\theta)$ avec θ l'angle d'incidence pour prendre en compte l'incidence oblique (ce qui revient à projeter le vecteur d'onde de l'excitation dans la direction orthogonale à

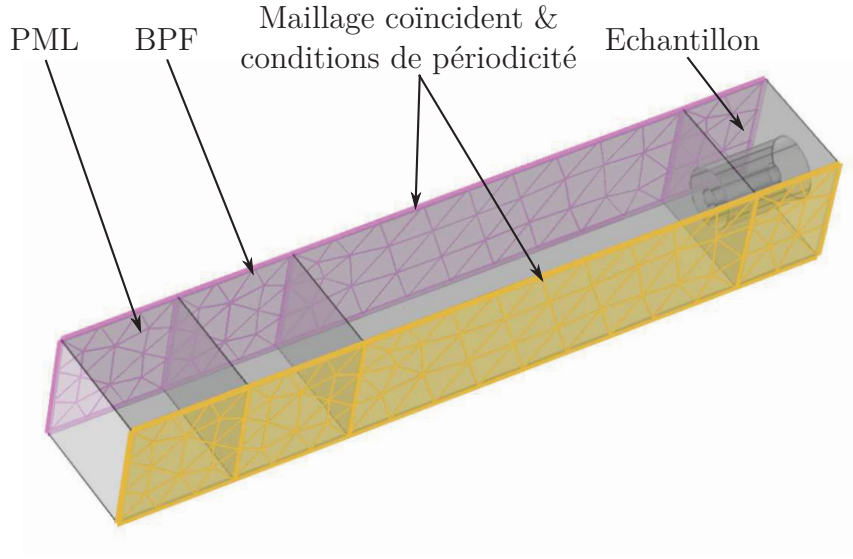


Figure 4.14 Maillage coïncident utilisé sur les frontières de la cellule périodique dans une simulation EF. PML (Perfectly Matched Layer), BPF (Background Pressure Field).

la surface frontale de l'échantillon). Les indicateurs acoustiques sont calculés de manière classique à l'aide de la matrice de transfert obtenue par cette méthode.

On doit également prendre en compte l'angle d'incidence dans la condition d'espacement microphonique (s_0) maximal :

$$s_0 \ll \frac{c_0 \cos \theta}{2f_{max}} \quad (4.9)$$

4.2.2 Méthodes d'homogénéisation et limitations pour le matériau utilisé

Méthode symétrique

Il est possible pour un échantillon symétrique décrit par des propriétés équivalentes de trouver les indicateurs acoustiques (absorption et perte par transmission) sous n'importe quelle incidence.

Sur la figure 4.15 on considère une onde acoustique dans un milieu 1 (à gauche), incidente sur un milieu 2 (au centre) et dont la direction de propagation par rapport à la normale à l'interface entre les deux milieux, fait un angle θ_1 dans le milieu 1. On peut décomposer les ondes se propageant dans les milieux 1 et 2 en une somme de deux ondes se propageant dans chaque direction : p_i et p_r pour le milieu 1 et p_a et p_b pour le milieu 2.

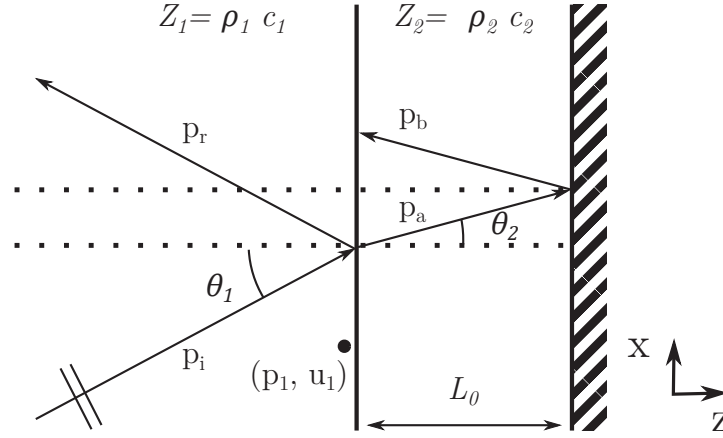


Figure 4.15 Ondes acoustiques transmises et réfléchies entre deux milieux, en incidence oblique avec un fond rigide.

D'après la loi de Snell-Descartes (continuité des vitesses à l'interface) on a également une relation entre les angles :

$$\sin \theta_1 = \frac{k_2}{k_1} \sin \theta_2 \quad (4.10)$$

Avec k_1 et k_2 les nombres d'ondes dans les milieux 1 et 2. On note leur projection dans la direction x et z à l'aide de l'indice correspondant. On a donc :

$$k_{x2} = k_2 \sin(\theta_2) = k_1 \sin(\theta_1) = k_{x1}$$

et :

$$k_{z2} = \sqrt{k_2^2 - k_{x2}^2} = \sqrt{k_2^2 - k_{x1}^2} \quad (4.11)$$

On calcule également le coefficient de réflexion, en fonction de l'impédance de surface (on prend une phase nulle à l'interface) :

$$Z_s = \frac{P(\vec{r} = \vec{0})}{\vec{V}(\vec{r} = \vec{0}) \cdot \hat{n}} = \frac{P(\vec{r} = \vec{0})}{|\vec{V}(\vec{r} = \vec{0})| \cos \theta_1} = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta_1} \times \frac{e^{-j\vec{k}_1 \cdot \vec{0}} + R e^{j\vec{k}_1 \cdot \vec{0}}}{e^{-j\vec{k}_1 \cdot \vec{0}} - R e^{j\vec{k}_1 \cdot \vec{0}}} = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta_1} \times \frac{1 + R}{1 - R}$$

On a donc :

$$R = \frac{Z_s \cos \theta - \rho_0 c_0}{Z_s \cos \theta + \rho_0 c_0} \quad (4.12)$$

Ensuite on calcule l'impédance de surface d'un fluide équivalent placé sur un mur rigide, excité obliquement. On écrit d'abord les équations de la pression et de la vitesse dans le fluide équivalent, en prenant une phase nulle à l'interface entre les deux milieux :

$$p_2(\vec{r}) = A e^{-j\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} + B e^{j\vec{k}_2 \cdot \vec{r}}$$

$$u_2(\vec{r}) = \frac{A}{Z_2} e^{-j\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} - \frac{B}{Z_2} e^{j\vec{k}_2 \cdot \vec{r}}$$

Avec A et B deux constantes complexes quelconques et Z_2 l'impédance équivalente du fluide. Au niveau du mur rigide on a :

$$u_2(L_0 \vec{z}) = 0$$

Donc :

$$\frac{A}{Z_2} e^{-jk_{z2}L_0} = \frac{B}{Z_2} e^{-jk_{z2}L_0}$$

On a donc au niveau de l'interface entre les fluides 1 et 2 :

$$p_1 = p_2(\vec{0}) = A + B = A(1 + e^{-2jk_{z2}L_0})$$

$$u_2(\vec{0}) = \frac{A}{Z_2} - \frac{B}{Z_2} = \frac{A}{Z_2} (1 - e^{-2jk_{z2}L_0})$$

En prenant en compte la vitesse normale à l'interface, on peut calculer l'impédance de surface :

$$u_1 = u_2^n(\vec{0}) = \left(\frac{A}{Z_2} - \frac{B}{Z_2} \right) \times \frac{k_{z2}}{k_2} = \frac{A}{Z_2} \times \frac{k_{z2}}{k_2} (1 - e^{-2jk_{z2}L_0})$$

On obtient donc, par conservation de la vitesse normale à l'interface, l'impédance de surface :

$$Z_s = \frac{p_1}{u_1} = -jZ_2 \times \frac{k_2}{k_{z2}} \cot k_{z2}L_0 \quad (4.13)$$

On a maintenant les relations qui relient le coefficient de réflexion et l'impédance de surface, ainsi que l'impédance de surface en fonction des caractéristiques du fluide. On peut de la même manière pour un fluide équivalent calculer une matrice de transfert en incidence oblique.

On calcule pour un fluide équivalent une matrice de transfert en incidence oblique, en prenant une phase nulle à l'interface entre les fluides 1 et 2, comme représenté sur la figure 4.16.

$$p_2(\vec{r}) = Ae^{-j\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} + Be^{j\vec{k}_2 \cdot \vec{r}}$$

$$u_2(\vec{r}) = \frac{A}{Z_2} e^{-j\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} - \frac{B}{Z_2} e^{j\vec{k}_2 \cdot \vec{r}}$$

On applique les conditions de continuité de la pression et de la vitesse normale à la première interface :

$$p_1 = p_2(\vec{0}) = A + B$$

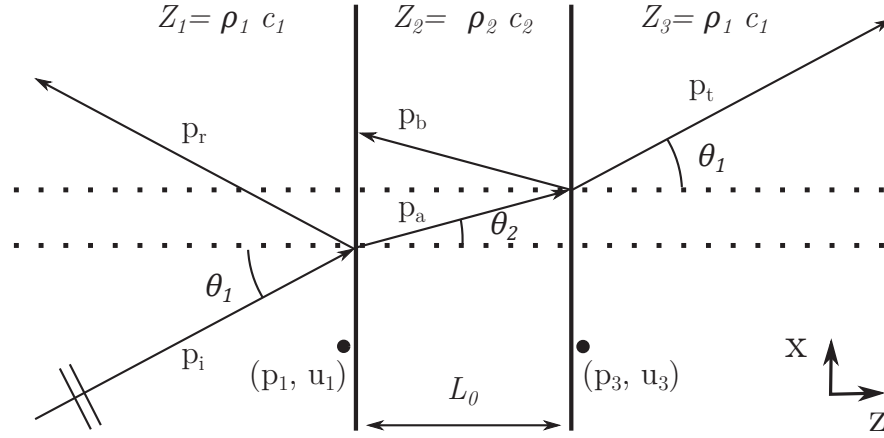


Figure 4.16 Ondes acoustiques transmises et réfléchies entre trois milieux, en incidence oblique.

$$u_1 = u_2^n(\vec{0})$$

$$u_2(\vec{0}) = u_2^n(\vec{0}) \times \frac{k_2}{k_{z2}} = u_1 \times \frac{k_2}{k_{z2}}$$

Donc :

$$u_1 = \left(\frac{A}{Z_2} - \frac{B}{Z_2} \right) \times \frac{k_{z2}}{k_2}$$

On applique les conditions de continuité de la pression et de la vitesse normale à la deuxième interface :

$$p_3 = p_2(L_0 \vec{z}) = A e^{-j k_{z2} L_0} + B e^{j k_{z2} L_0}$$

$$u_3 = u_2^n(L_0 \vec{z})$$

$$u_2(L_0 \vec{z}) = u_2^n(L_0 \vec{z}) \times \frac{k_2}{k_{z2}} = u_3 \times \frac{k_2}{k_{z2}}$$

On a donc :

$$u_3 = \left(\frac{A}{Z_2} e^{-j k_{z2} L_0} - \frac{B}{Z_2} e^{j k_{z2} L_0} \right) \times \frac{k_{z2}}{k_2}$$

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos k_{z2} L_0 & j Z_2 \times \frac{k_2}{k_{z2}} \sin k_{z2} L_0 \\ \frac{j}{Z_2} \times \frac{k_{z2}}{k_2} \sin k_{z2} L_0 & \cos k_{z2} L_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_3 \\ u_3 \end{bmatrix} \quad (4.14)$$

La matrice 4.14 permet d'obtenir les indicateurs acoustiques tels que l'absorption et la perte par transmission de manière classique. On remarque également que l'on retrouve bien l'impédance de surface en incidence oblique lorsque l'on divise le premier coefficient de la première colonne de la matrice par le deuxième coefficient de la première colonne.

On désire valider cette méthode en l'appliquant à un matériau symétrique (une mousse simple), et à un matériau asymétrique (un HR inclus dans une mousse). On simule donc ces deux configurations avec un modèle éléments finis et on applique la méthode. On utilise la configuration décrite section 4.1.3, afin de tester la méthode.

D'une part, on simule avec un modèle éléments finis périodique pour une incidence normale un HR inclus dans une mousse et on en extrait l'absorption et la perte par transmission. On peut ainsi en extraire un nombre d'onde équivalent ainsi qu'une impédance équivalente à l'aide des équations 2.12 et 2.13. Grâce à cela on peut ensuite calculer les propriétés en incidence oblique du traitement en utilisant la formule 4.14. C'est ce que l'on appelle la méthode équivalente. D'autre part, on simule avec un modèle éléments finis périodique cette configuration pour une incidence oblique, et on en extrait la matrice de transfert à l'aide de la méthode décrite chapitre 4.2.1. Ensuite, on calcule les propriétés acoustiques à partir de cette matrice de transfert de manière classique. C'est ce qu'on appelle la méthode directe.

On trace sur la figure 4.17 l'absorption et la perte par transmission pour un résonateur intégré dans une mousse ainsi que pour une mousse seule avec une excitation en onde plane à 60° . On compare les résultats de la méthode équivalente avec la méthode directe.

On remarque que l'absorption à la fréquence de résonance est différente pour les deux méthodes dans le cas du traitement avec élément résonant. Dans un souci de lisibilité, on ne met que la méthode équivalente pour la mousse, mais celle-ci est identique à la méthode directe. Sur la courbe de perte par transmission la méthode directe donne à la fréquence de résonance une valeur inférieure de 3.5 dB par rapport à la méthode équivalente.

On remarque donc que cette méthode fonctionne très bien pour des échantillons symétriques mais ne s'applique pas correctement dans le cas d'un échantillon asymétrique tel que le nôtre. Dans le cas de la courbe de perte par transmission et lorsque l'excitation est une onde plane en incidence normale, la méthode symétrique donne des résultats corrects. En effet le principe de réciprocité stipule que la perte par transmission n'est pas dépendante du sens de l'échantillon (AB ou BA). Dans le cas de la perte par transmission pour une excitation en ondes planes et en incidence oblique, on détermine des propriétés équivalentes permettant de modéliser en théorie l'échantillon dans n'importe quelle configuration. Or on remarque sur la figure 4.17 des différences importantes entre les deux méthodes. On voit donc ici que ces propriétés équivalentes ne sont pas représentatives du comportement d'un échantillon asymétrique et ne permettent donc pas de calculer son comportement en incidence oblique.

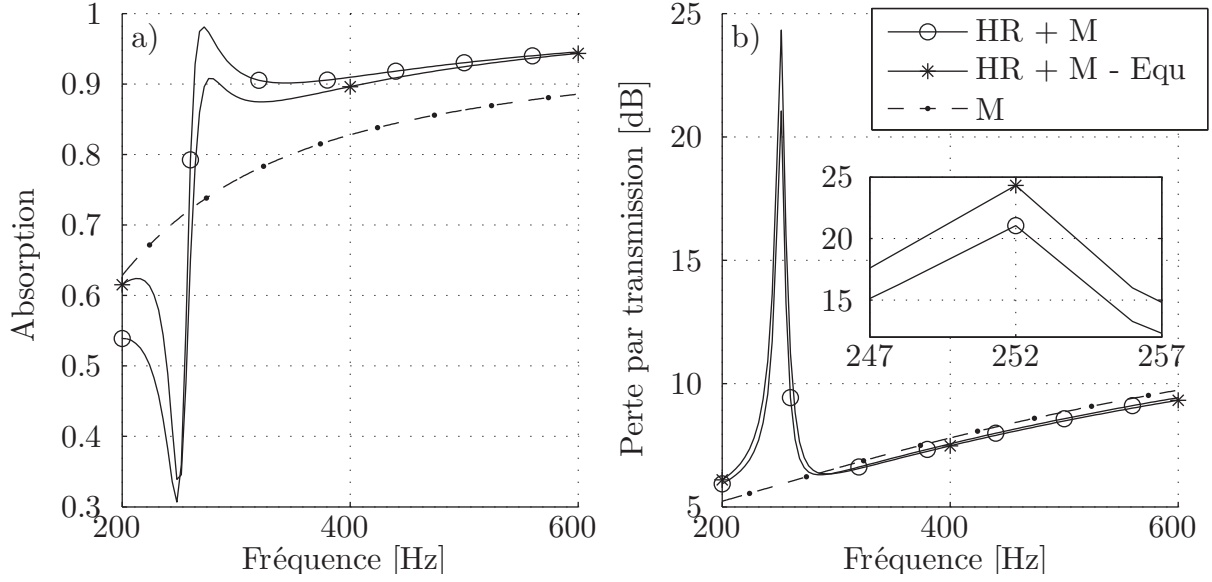


Figure 4.17 Absorption et perte par transmission pour une méthode directe et indirecte (Equ) avec une excitation en onde plane à 60° . Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) un résonateur avec de la mousse - méthode équivalente, 3) Mousse seule - méthode équivalente. a) Absorption. b) Perte par transmission.

Méthode asymétrique

On peut définir une opération analogue dans le cas d'une matrice de transfert asymétrique telle que présentée dans l'équation 4.4. Pour cela on effectue les transformations suivantes :

$$k_{zAB} = \pm \sqrt{k_{AB}^2 - \left(\frac{\omega \sin \theta}{c_0} \right)^2} \quad (4.15)$$

$$k_{zBA} = \pm \sqrt{k_{BA}^2 - \left(\frac{\omega \sin \theta}{c_0} \right)^2} \quad (4.16)$$

$$k'_z = \pm \sqrt{k'^2 - \left(\frac{\omega \sin \theta}{c_0} \right)^2} \quad (4.17)$$

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos k_{zAB}d & jZ' \times \frac{k' \cos \theta}{k'_z} \sin k'_z d \\ \frac{j}{Z'} \times \frac{k'_z}{k' \cos \theta} \sin k'_z d & \cos k_{zBA}d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_3 \\ u_3 \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

On doit également veiller à ce que les valeurs obtenues pour les nombres d'onde aient un sens physique (partie imaginaire des nombres d'ondes négatives, et partie réelle de l'impédance positive).

La matrice de transfert en incidence oblique 4.18 permet de retrouver les résultats pour un échantillon symétrique, et permet de calculer les propriétés acoustiques pour l'échantillon placé arbitrairement.

Afin de tester cette méthode, on intègre le résonateur du tableau 4.1 dans la mousse du tableau 3.3. La largeur de la cellule périodique est définie à 100 mm, et de la mousse est ajoutée derrière le résonateur (pour ne pas boucher le col) afin que l'épaisseur totale du traitement soit de 100 mm.

D'une part, à partir de la matrice de transfert du traitement acoustique en incidence normale, on peut calculer les nombres d'ondes équivalents (k' , k_{ab} et k_{ba}) à partir des équations, 4.5, 4.6, 4.7 et l'impédance équivalente (Z') à partir de l'équation 4.8. On peut ensuite à l'aide de ces propriétés équivalentes, calculer les indicateurs acoustiques à différentes incidences à partir de l'équation 4.18. D'autre part, on peut calculer de manière directe les indicateurs acoustiques en incidence oblique à partir d'une simulation éléments finis.

On calcule ensuite les indicateurs acoustiques en champs diffus à l'aide des formules 4.19, 4.20, 4.21.

$$\alpha_d = \frac{\int_{0^\circ}^{2\pi} \int_{0^\circ}^{78^\circ} \alpha(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi}{\int_{0^\circ}^{2\pi} \int_{0^\circ}^{78^\circ} \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi} \quad (4.19)$$

$$\tau_d^2 = \frac{\int_{0^\circ}^{2\pi} \int_{0^\circ}^{78^\circ} \tau^2(\theta, \phi) \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi}{\int_{0^\circ}^{2\pi} \int_{0^\circ}^{78^\circ} \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi} \quad (4.20)$$

$$TL_d = -10 \log \tau_d^2 \quad (4.21)$$

On trace sur la figure 4.18 l'absorption ainsi que la perte par transmission pour la méthode directe, pour la méthode utilisant les propriétés équivalentes ainsi que pour la mousse seule.

On remarque un pic à environ 250 Hz caractéristique d'une résonance de Helmholtz. Les courbes obtenues via la méthode équivalente et la méthode directe sont très proches en dehors de la fréquence de résonance. À la fréquence de résonance, on obtient une différence de 2 dB. On s'attend à ce résultat, en effet le résonateur de Helmholtz présente un comportement localement résonant (son impédance de surface ne dépend pas de l'angle d'incidence) à l'inverse de la mousse. L'absorption est légèrement surestimée sur l'ensemble du spectre par la méthode des propriétés équivalentes.

Finalement, on remarque que la méthode des propriétés équivalente peut prendre en compte le caractère asymétrique d'un échantillon, et mener aux indicateurs acoustiques corrects pour une incidence normale. Lorsque l'on applique une incidence oblique on re-

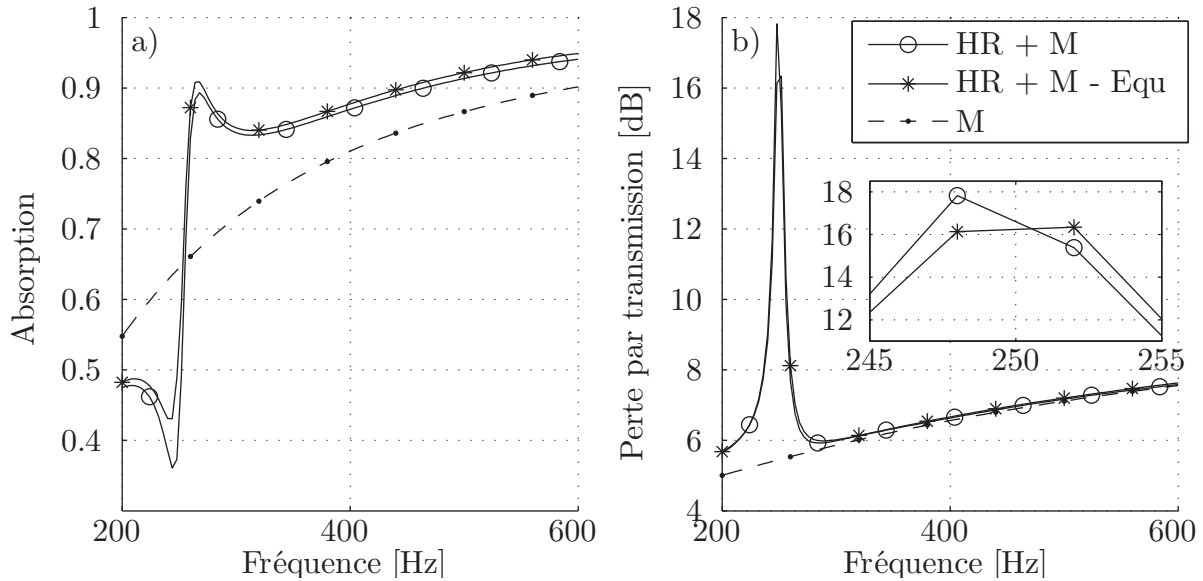


Figure 4.18 Absorption et perte par transmission pour une méthode directe et indirecte (Equ) avec une excitation en champs diffus. Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) Mousse seule - méthode équivalente, 3) un résonateur avec de la mousse - méthode équivalente. a) Absorption. b) Perte par transmission.

marque des différences à la fréquence de résonance. Cela est dû au caractère localement résonant du résonateur de Helmholtz et à la configuration que l'on utilise.

On suppose de plus que pour un milieu réellement homogénéisé (de nombreuses couches de HRs, pas seulement une) les résultats seraient plus proches entre cette méthode et la méthode directe.

4.2.3 Modèle analytique : P-TMM en incidence oblique

Les méthodes précédentes manquant de précision à la fréquence de résonance, pour un système asymétrique excité en incidence oblique, on développe une nouvelle méthode.

Tout d'abord, on modélise dans le module acoustique du logiciel éléments finis Comsol Multiphysics un élément résonant quelconque (ici un HR sur la figure 4.19). On utilise la géométrie indiquée tableau 4.1 et on modélise le système comme dans la partie 4.2.1.

On excite l'échantillon en incidence oblique avec différents angles (de 0° à 75° avec un pas de 15°).

On effectue la moyenne des pressions sur deux surfaces parallèles à la surface de l'échantillon (distantes de respectivement 10 cm et 15 cm de la surface de l'échantillon) et on

utilise la méthode des deux micros (corrigée par l'angle), généralement valide en ondes planes à incidences normales et obliques afin d'obtenir l'impédance de surface de l'échantillon. On obtient ainsi les paramètres acoustiques en incidence oblique du HR seul.

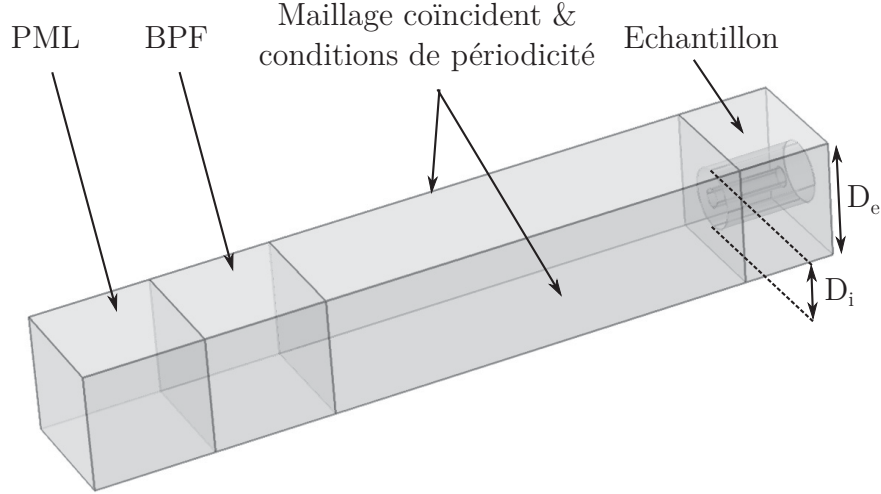


Figure 4.19 Capture d'écran de la configuration utilisée pour la simulation éléments finis. PML (Perfectly Matched Layer), BPF (Background Pressure Field).

Ici on utilise un modèle périodique afin de pouvoir exciter obliquement l'échantillon et afin de prendre en compte l'interaction entre les différents éléments résonants.

On a tracé sur la figure 4.20 l'absorption et l'impédance de surface du résonateur pour différentes incidences. On remarque que l'impédance de surface de l'élément est presque constante avec l'angle d'incidence de l'onde acoustique, comme on pourrait s'y attendre pour un élément localement résonant. La différence d'absorption entre les différentes incidences est due à la dépendance en $\cos \theta$ (ou θ est l'angle d'incidence) du coefficient de réflexion avec l'impédance de surface de l'échantillon.

On peut ensuite utiliser cette impédance pour obtenir la matrice de transfert de l'élément résonant en connaissant sa masse grâce à l'équation 2.19.

On désire intégrer cet élément résonant dans une matrice poreuse. Pour cela on doit corriger l'impédance de surface obtenue via le calcul précédent afin de prendre en compte la réflexion supplémentaire obtenue par le baffle autour du résonateur.

On considère une onde plane incidente sur le résonateur modélisé précédemment en EF. La surface frontale (supposé carrée) totale de la cellule est notée D_e^2 . La surface de référence pour le résonateur dans le modèle P-TMM est la surface frontale du résonateur. Sa valeur est $\pi D_i^2/4$. On obtient ainsi le coefficient de correction σ à appliquer grâce à la conservation

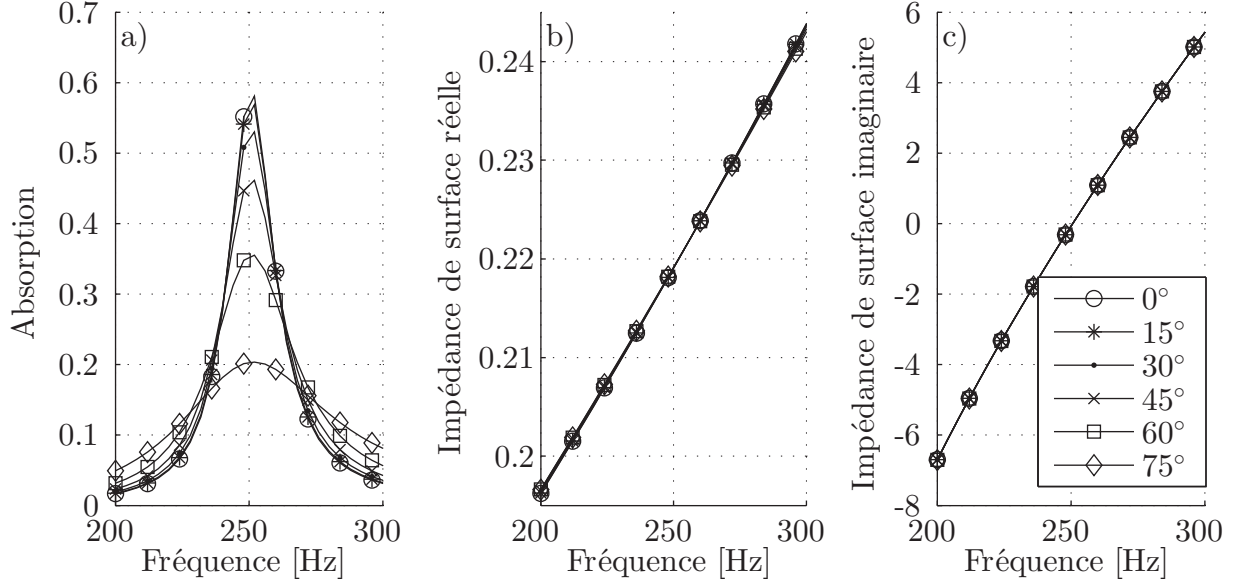


Figure 4.20 Absorption et impédance de surface normalisée pour différentes incidences.

de la pression et du débit.

$$\sigma = \frac{\pi D_i^2 / 4}{D_e^2}$$

Ainsi l'impédance de surface à appliquer dans le modèle P-TMM (Z_s^{PTMM}) est reliée à l'impédance de surface obtenue par éléments finis (Z_s^{EF}) par :

$$Z_s^{PTMM} = \sigma \times Z_s^{EF} \quad (4.22)$$

On modélise de la même manière que pour l'élément résonant, la matrice poreuse avec les éléments finis. Un modèle de fluide équivalent JCA est utilisé pour modéliser la mousse de mélamine du tableau 3.3.

La configuration est la même que sur la figure 4.20, mais le résonateur qui apparaît au milieu de la matrice est « bouché » et son volume ne communique pas avec l'extérieur. Le but est d'avoir l'effet dû à la matrice sans l'effet du résonateur. La mousse est présente autour du volume du résonateur. On obtient ainsi la matrice de transfert du matériau poreux entourant le résonateur.

Afin de prendre en compte la réflexion supplémentaire créée par l'élément résonant dans la matrice on corrige l'impédance de celle-ci.

Il suffit pour cela de multiplier l'impédance caractéristique obtenue en éléments finis par σ afin d'obtenir l'impédance caractéristique réelle, comme indiqué dans la formule 4.23.

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos kL_0 & \frac{jZ}{\sigma} \times \sin kL_0 \\ \frac{j\sigma}{Z} \times \sin kL_0 & \cos kL_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_3 \\ u_3 \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

On utilise les deux matrices calculées pour une incidence oblique que l'on combine par la méthode P-TMM. On obtient la matrice globale du problème de laquelle on extrait les différents paramètres acoustiques voulus. On peut dans ce cas particulier utiliser la P-TMM en incidence oblique, car les deux éléments en parallèles ne communiquent pas entre eux.

Afin de tester cette méthode, on réutilise la configuration testée dans la partie 4.2.3. L'excitation utilisée est un champ diffus. On ne caractérise pas pour chaque angle les deux éléments mais on utilise la relation 4.14 et l'invariance de l'impédance de surface de l'élément résonant pour calculer les indicateurs acoustiques désirés dans n'importe quelle configuration. On intègre ensuite sur l'ensemble des angles (0° - 78° avec un pas de 1°) pour obtenir l'absorption et la perte par transmission en champs diffus. D'autre part, on calcule pour différentes incidences (0° - 78° avec un pas de 6°) les indicateurs acoustiques de manière directe en éléments finis et on compare ces deux résultats.

Les résultats sont tracés sur la figure 4.21. La méthode de reconstitution via la P-TMM est très proche de la méthode éléments finis directe. L'écart entre les courbes est très faible. On remarque cependant un léger décalage du pic à la résonance sur le graphe de la perte par transmission.

Afin de tester la méthode pour un cas plus complexe on calcule maintenant les indicateurs acoustiques pour un panneau sandwich-composite orthotrope dont les propriétés sont listées dans les tableaux 4.3 et 4.4 pour l'âme et les peaux. L'âme possède une épaisseur de 12.7 mm et les peaux sont épaisses chacune de 1 mm. On place le traitement acoustique utilisé précédemment sur ce panneau et on calcule la perte par insertion en champs diffus. Le montage est illustré sur la figure 4.22

On utilise le modèle de la P-TMM en incidence oblique afin d'obtenir la matrice de transfert du traitement acoustique à n'importe quelle incidence, et on injecte celle-ci dans le logiciel NOVA 2016, qui permet la manipulation des matrices de transfert. On paramètre le panneau sandwich dans NOVA et l'on peut par la suite le combiner avec le traitement acoustique. On peut ainsi calculer à n'importe quelle incidence la perte par transmission

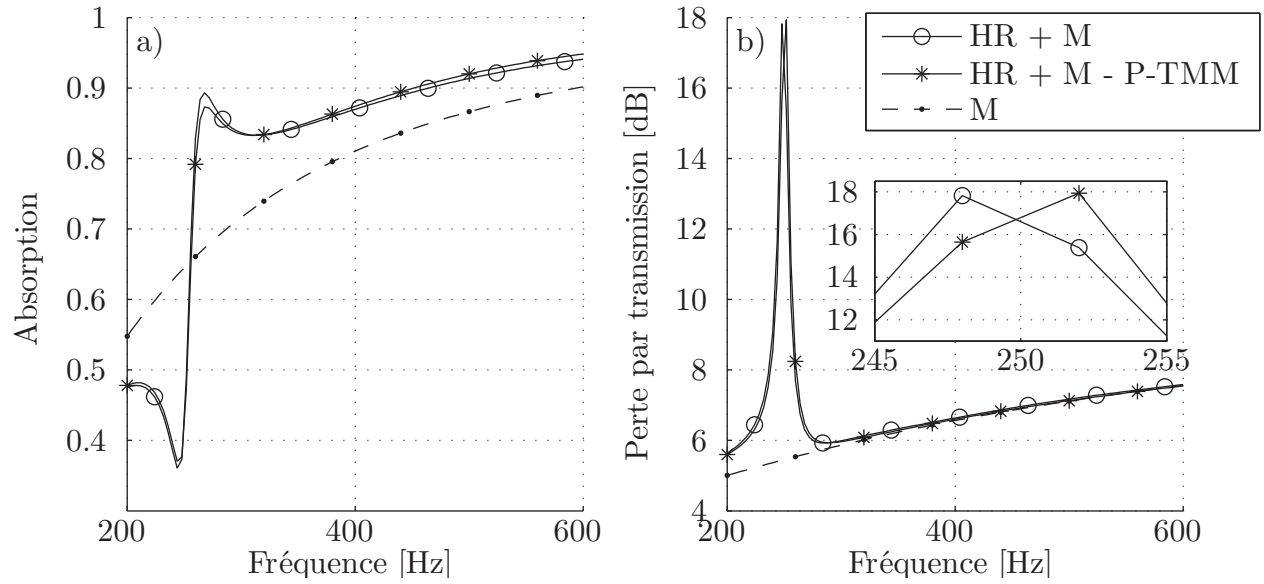


Figure 4.21 Absorption et perte par transmission pour une méthode directe et indirecte (P-TMM) avec une excitation en champs diffus. Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode directe, 2) Mousse seule - méthode P-TMM, 3) un résonateur avec de la mousse - méthode P-TMM. a) Absorption. b) Perte par transmission.

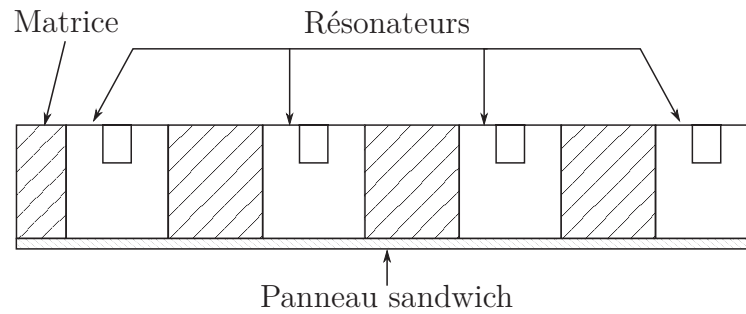


Figure 4.22 Panneau sandwich-composite traité.

du panneau traité. Afin d'obtenir les propriétés en champs diffus on utilise les formules 4.19 et 4.21 avec une intégration par 7 points de Gauss sur les domaines angulaires.

Les résultats des calculs en champs diffus pour le panneau sandwich-composite traité sont présentés sur la figure 4.23

On trace l'absorption et la perte par transmission entre 100 Hz et 1000 Hz. On remarque que l'absorption est la même pour le traitement acoustique et la mousse seule, avant la fréquence de résonance. Ensuite, l'absorption pour le traitement devient plus faible à 250 Hz puis dépasse l'absorption de la mousse seule sur le reste du spectre. Pour la perte par transmission on remarque un pic caractéristique de la résonance. Au-dessus de la

Tableau 4.3 Paramètres mécaniques du coeur du panneau sandwich dans les directions principales 1, 2 et 3.

E_1 [MPa]	E_2 [MPa]	E_3 [MPa]	G_{12} [MPa]	G_{23} [MPa]	G_{31} [MPa]	ν_{12}	ν_{23}	ν_{31}	ρ [kg. m ⁻³]
78	78	78	49	28	49	0.2	0.2	0.2	63

Tableau 4.4 Paramètres mécaniques des peaux du panneau sandwich.

E [GPa]	G [GPa]	ν_0	ρ [kg. m ⁻³]
47	7.4	0.1	1530

fréquence de résonance, la perte par transmission est plus faible pour le cas traité avec les résonateurs que pour la mousse seule.

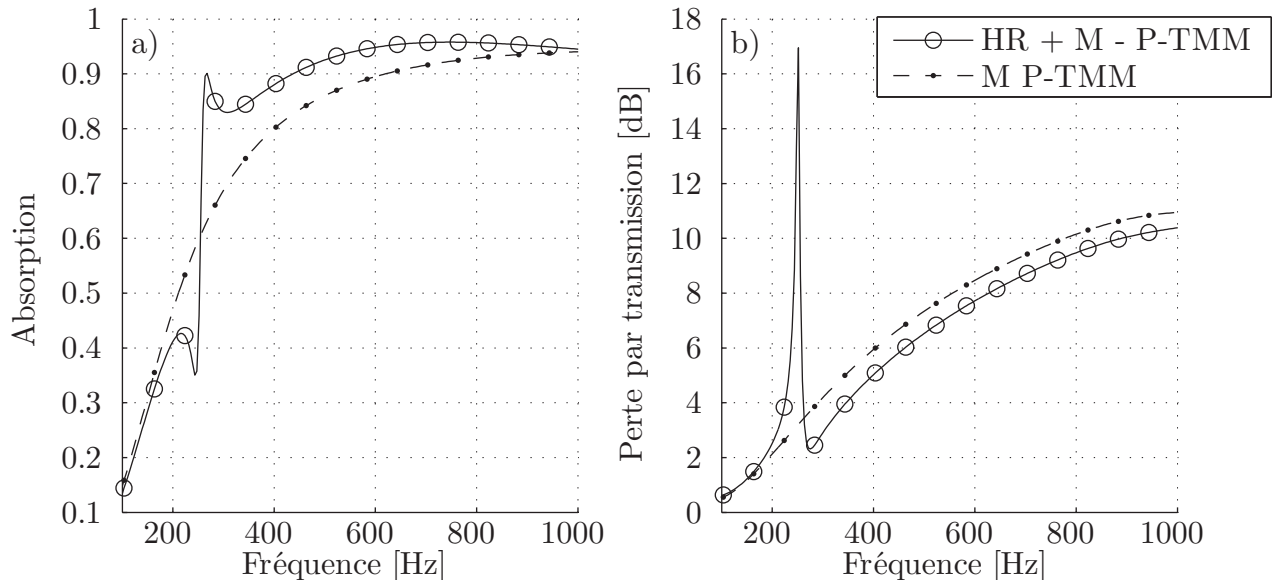


Figure 4.23 Absorption et perte par transmission pour la méthode P-TMM avec une excitation en champs diffus pour un sandwich-composite orthotrope. Légende : 1) un résonateur (HR) avec de la mousse (M) - méthode P-TMM, 2) Mousse seule - méthode P-TMM, a) Absorption. b) Perte par transmission.

4.2.4 Simulation SEA pour la structure du SYLDA

Ce projet de maîtrise a pour but de développer un traitement acoustique pour un avion Learjet 85 de Bombardier ainsi que pour le SYstème de Lancement Double Ariane (SYLDA) de la coiffe du lanceur Ariane 5. On s'intéresse ici à la performance du traitement acoustique dans le cas du SYLDA avec la méthode SEA. Le SYLDA est une structure interne à la coiffe du lanceur Ariane 5. Celle-ci permet de lancer deux satellites lors d'un même vol et recouvre l'un des deux satellites dans la coiffe. Le SYLDA étant exposé à des niveaux de bruit importants, un traitement acoustique est inséré dans la structure afin de protéger le satellite. En utilisant les résultats de la partie précédente, on peut intégrer le traitement acoustique que l'on a développé, dans la structure du SYLDA à l'aide d'un modèle SEA. Le modèle SEA a été développé sur Va One 2015 par un membre de l'équipe CRIAQ (Raef Cherif) et nous permet de calculer le niveau de pression acoustique dans la cavité lorsque le matériau acoustique est excité par un champs diffus. On peut ainsi obtenir la perte par insertion du traitement acoustique comparé à un traitement simple (mélamine seule).

Pour cela on doit calculer différents indicateurs acoustiques [Allard et Atalla, 2009] :

- la perte par insertion du traitement via le chemin résonant
- la perte par insertion du traitement via le chemin non-résonant ;
- l'absorption du traitement acoustique vu de la cavité ;
- l'amortissement ajouté du traitement acoustique.

On peut calculer les trois premiers paramètres facilement en intégrant les résultats obtenus avec la méthode de la P-TMM en incidence oblique. Les paramètres mécaniques des parois du SYLDA sont décrits dans le chapitre précédent (tableaux 4.3 et 4.4). Les propriétés acoustiques du traitement sont donc celles de la figure 4.23. On moyenne ensuite les résultats en tiers d'octave afin de les utiliser en SEA. Pour l'amortissement du traitement acoustique, on utilise l'amortissement de la mousse seule.

La géométrie utilisée en SEA est celle de la structure du SYLDA présenté figure 4.24. Celle-ci est composée de trois parties, le cylindre inférieur, central et supérieur. Toutes les parties sont traitées par le traitement acoustique. L'ensemble est excité à l'aide d'un champs diffus d'amplitude 120 dB sur toute la surface extérieure. On considère le modèle SEA valide lorsque la densité modale est d'au moins 5 modes par bande de tiers d'octave. Dans ce cas, cette densité modale est atteinte :

- dans la bande de tiers d'octave centrée à 315 Hz pour la cavité ;

- dans la bande de tiers d'octave centrée à 500 Hz pour le cylindre central ;
- dans la bande de tiers d'octave centrée à 800 Hz pour les cônes supérieurs et inférieurs.

Les résultats obtenus pour la pression quadratique moyenne dans la cavité et permettant de caractériser la performance du traitement sont donc valides à partir de la bande de tiers d'octave centrée à 315 Hz.



Figure 4.24 Structure du SYLDA utilisée en SEA.

On calcule la pression quadratique moyenne dans la cavité intérieure, pour un traitement composé de résonateur et de la mousse ($HR + M$) et pour la mousse seule (M). On calcule également la perte par insertion des résonateurs en soustrayant la pression quadratique dans la cavité, correspondant au traitement avec résonateur et mousse au traitement composé de la mousse seule. On trace ces courbes sur la figure 4.25.

On remarque que la pression quadratique change peu en dehors de la zone de résonance. La perte de performance est inférieure à 1 dB et le gain de performance à la résonance est de 2 dB dans ce cas. Il s'agit d'un résultat moyenné en fréquence donnant un ordre de grandeur de la perte de performance en dehors de la résonance. On notera également que la simulation est réalisée à la limite de la validité de la méthode SEA. En effet celle-ci est valide lorsque les différentes parties modélisées possèdent une grande densité modale, et donc pour des fréquences suffisamment hautes.

Résumé :

La performance du traitement acoustique peut être simulée sous différentes excitations et dans différentes configurations :

- P-TMM & EF & homogénéisation : traitement excité par une onde plane en incidence normale, configurations AB et BA ;

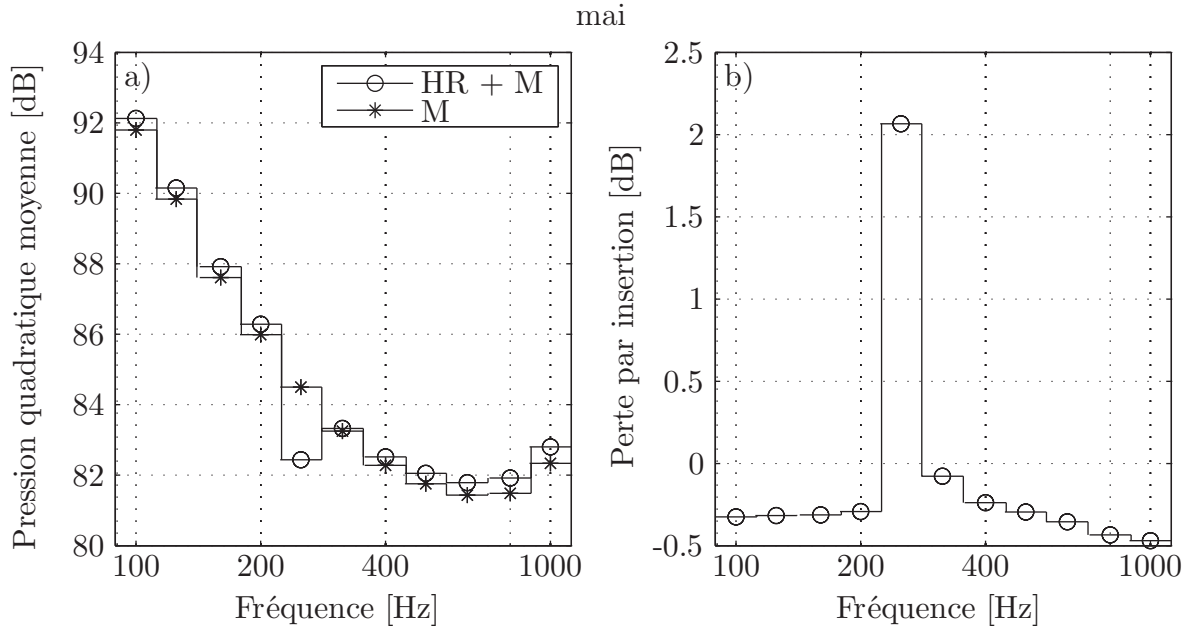


Figure 4.25 a) Pression quadratique moyenne dans la cavité du SYLDA, pour la mousse seule (M) et pour la mousse avec résonateurs intégrés (HR + M). b) Perte par insertion de la mousse avec résonateurs intégrés par rapport à la mousse seule.

- P-TMM en incidence oblique & EF : traitement excité par une onde plane en incidence oblique ou un champ diffus, positions AB et BA ;
- SEA : traitement intégré dans un environnement acoustique, les paramètres SEA sont extraits grâce à la P-TMM en incidence oblique.

On peut également ajouter que le modèle éléments finis simule correctement le traitement acoustique, mais sous-estime la dissipation du HR, la perte par transmission est donc surestimée à la fréquence de résonance.

On cherche dans la suite de ce travail à valider expérimentalement les différentes configurations obtenues par la méthode d'optimisation du chapitre précédent. On comparera également les résultats obtenus par les méthodes prédictives développées dans ce chapitre avec des résultats expérimentaux.

CHAPITRE 5

VALIDATION EXPÉRIMENTALE DES CONFIGURATIONS OPTIMISÉES

5.1 Haut niveau d'excitation et comportement non-linéaire d'un résonateur

Les effets des non-linéarités sur le traitement acoustique sont étudiés expérimentalement dans un tube d'impédance de 100 mm de diamètre. Le banc de test est présenté sur la figure 5.1.

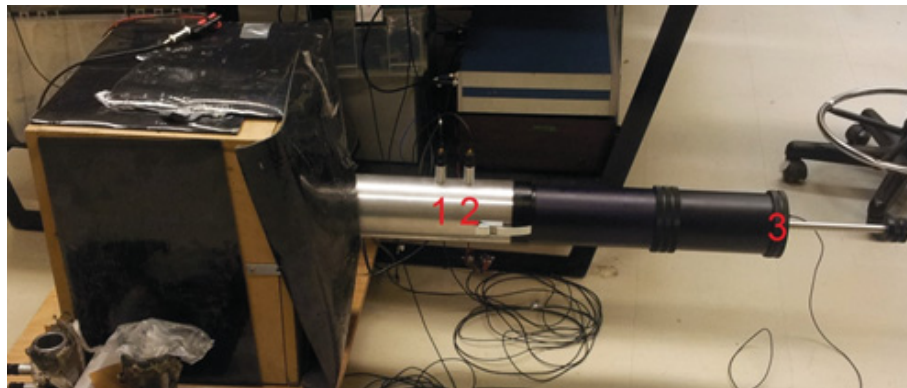


Figure 5.1 Banc de test composé d'un haut-parleur et d'un tube d'impédance de 100 mm de diamètre. Microphones numéro 1, 2 et 3 indiqués en rouge.

Un haut-parleur de 300 W et de 25.4 cm de diamètre est placé dans l'encoffrement et attaché rigidement au tube d'impédance. Le signal d'excitation est un ton pur, et l'échantillon est excité de 200 Hz à 542 Hz avec un pas de 6 Hz. Des microphones standard (BSWA MPA416) sont utilisés pour les mesures entre 90 dB et 110 dB, et des microphones hauts-niveaux (BSWA MPA401) sont utilisés pour les mesures entre 120 dB et 140 dB. La méthode de caractérisation employée est la méthode 3M2C. L'absorption et la perte par transmission du matériau sont mesurées grâce à une excitation en ton pur, de 90 dB jusqu'à 140 dB avec un pas de 10 dB à la position du microphone 1.

L'échantillon est placé dans le tube, entre les microphones numéro 2 et 3. Dans le but d'avoir des résultats corrects, une distance égale à au moins deux fois le diamètre du tube

d'impédance doit être réglée entre le microphone numéro 2 et la surface de l'échantillon. Une distance égale à au moins une fois le diamètre du tube d'impédance doit être réglée entre la face arrière de l'échantillon et la terminaison rigide pour les mêmes raisons. En effet avec de tels niveaux d'excitation, les ondes évanescentes peuvent influencer très fortement les résultats. On utilise deux cavités d'air de tailles respectives 113 mm et 163 mm. Une attention toute particulière doit être prise afin de fixer correctement toutes les pièces mobiles du tube d'impédance et les microphones. L'échantillon doit être fixe, il peut être collé, serré dans le tube ou fixé à l'aide d'anneaux de maintien. Dans notre cas celui-ci était fixé avec des anneaux.

La matrice du matériau est composée de mélamine et le traitement acoustique est divisé en deux couches, comme indiqué sur la figure 5.2. La première couche est constituée d'un élément résonant intégré dans le matériau poreux et la deuxième couche est homogène, d'épaisseur 18.5 mm. La taille du résonateur est légèrement inférieure au diamètre de la perforation, ainsi la mousse est comprimée par celui-ci. Les propriétés de l'élément résonant sont listées dans le tableau 4.2, et les propriétés de la mousse sont listées dans le tableau 3.3. Le résonateur est positionné avec le col face à la source acoustique pour les mesures.

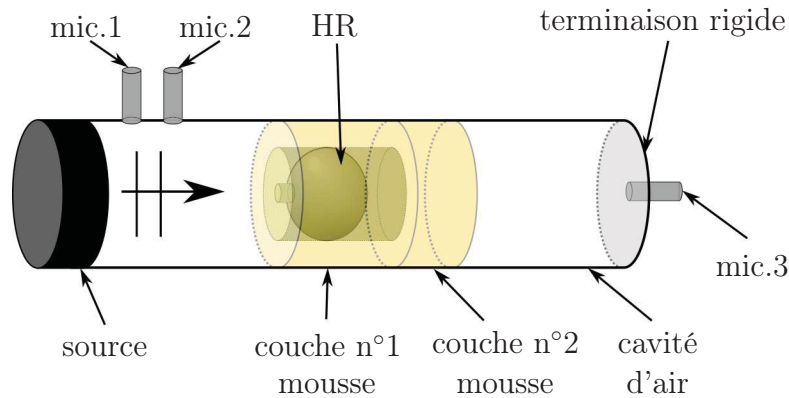


Figure 5.2 Schéma du montage expérimental, composé d'un tube d'impédance pour mesurer les propriétés acoustiques d'un élément résonant intégré dans une matrice poreuse.

La figure 5.3 présente l'absorption et la perte par transmission d'un échantillon excité par des ondes planes à différents niveaux. Sur la courbe d'absorption à 90 dB, comme attendu l'absorption augmente de 200 Hz à 550 Hz et présente un pic à 386 Hz caractéristique de l'inclusion résonante. L'absorption n'est pas affectée en dessous de 110 dB mais de 110 dB à 140 dB la fréquence de résonance augmente et l'amplitude de l'absorption diminue de 1 à 0.9 alors que la bande passante de l'inclusion résonante augmente. Ceci est conforme au comportement non-linéaire des résonateurs caractérisé par une augmentation impor-

tante de la résistance entraînant une détérioration de l'absorption et une diminution des longueurs de correction causant ensuite une augmentation de la fréquence de résonance d'après [Hersh *et al.*, 2003; Ingard, 1950, 1953].

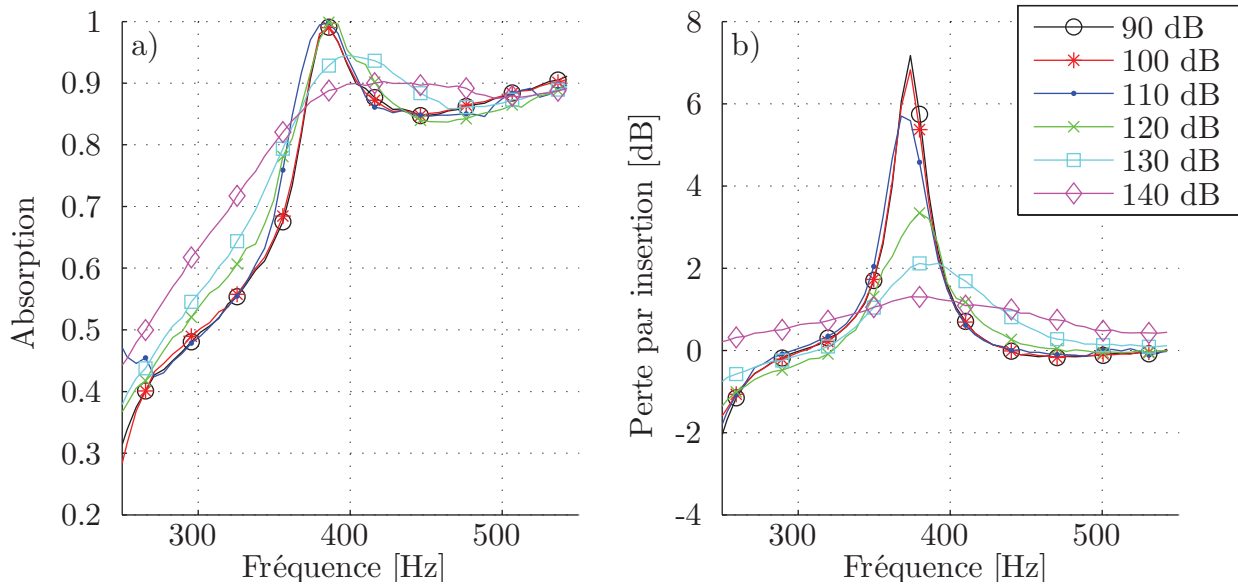


Figure 5.3 a) Absorption. b) Perte par insertion du HR pour différents niveaux d'excitation [dB re 20 μ PaRMS].

On définit la perte par insertion par la différence entre la perte par transmission du traitement acoustique et une couche de mélamine de la même épaisseur. Cette couche de mélamine est modélisée analytiquement, car les conditions aux limites expérimentales dans le tube ne permettent pas de contrôler la courbe de perte par transmission en basses fréquences (< 500 Hz) dans le tube utilisé. La perte par insertion du traitement est présentée sur la figure 5.3 b), pour différents niveaux d'excitation. Comme sur les courbes d'absorption, la perte par insertion présente un pic sur la courbe à 90 dB d'excitation, typique de la résonance de l'inclusion à 374 Hz. En dehors de cette fréquence, la perte par insertion est proche de zéro. La perte par insertion n'est pas affectée en dessous de 110 dB. De 110 dB jusqu'à 140 dB la fréquence de résonance augmente et la perte par insertion à la fréquence de résonance passe de 8 dB à 2 dB. L'effet de l'inclusion résonante est considérablement réduite pour des hauts niveaux d'excitation. On peut également voir que la fréquence de résonance augmente légèrement avec l'excitation.

Le régime non-linéaire commence à 110 dB, cette valeur dépend également du diamètre du col. En effet la résistance augmente proportionnellement à la vitesse dans le col du résonateur. Or, celle-ci est dépendante du niveau d'excitation acoustique ainsi que du ratio de surface du col par rapport à une cellule élémentaire. Cet effet a été étudié par

[Hersh *et al.*, 2003; Ingard, 1950, 1953] et il a été montré que la partie réelle de l'impédance croît avec l'amplitude de l'excitation. La conséquence est une diminution de la perte par transmission à la fréquence de résonance dans ce cas. Une augmentation de la fréquence de résonance est également remarquée, car les longueurs correctives diminuent.

5.2 Comparaison de plusieurs configurations excitées par des ondes planes

Sur les figures 5.4, 5.5 et 5.6 sont montrés les trois types de configurations qui ont été étudiées. La géométrie n°1 était le prototype utilisé pour la démonstration du concept et les tests préliminaires. L'utilisation de boules de Noël permet un coût très faible, mais l'expérimentateur n'a aucun contrôle sur les paramètres géométriques du modèle.

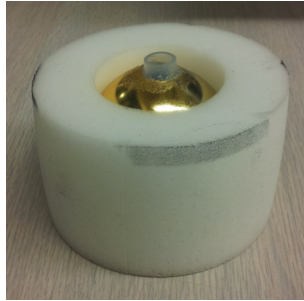


Figure 5.4 Géométrie n°1 utilisée pour les expérimentations. L'élément résonant est une boule de Noël.

La géométrie n°2 constituée d'un cylindre, renforcé au niveau du col par des raidisseurs internes, permet un meilleur contrôle des paramètres géométriques. De plus, cette configuration intégrée dans une mousse est en théorie modélisée de façon exacte avec la méthode P-TMM.

Les géométries n°2.1 et 2.2 de la figure 5.5 sont fabriquées en plastique de type ABS.

La géométrie n°2.3 est renforcée de fibres de carbone. L'augmentation de rigidité apportée permet de diminuer les épaisseurs des parois et ainsi d'alléger la structure. L'effet de la rigidité sur les parois avant et arrière du HR (figure 3.10) est étudié par [Abbad *et al.*, 2016]. Celui-ci étudie numériquement et expérimentalement l'effet des vibrations de ces parois sur la performance du HR.

Les paramètres géométriques des résonateurs de la figure 5.5 sont indiqués dans le tableau 3.6. Pour le prototypage 3D on utilise un remplissage de 100 % pour les pièces, à l'exception

des parois avant et arrière du HR où l'on utilise un sandwich. Les parois extérieures sont d'épaisseur fixe 0.8 mm et le coeur est d'épaisseur variable suivant l'épaisseur utilisée pour le sandwich. Pour le coeur on utilise un remplissage de forme hexagonal, avec un ratio de remplissage de 10 %.

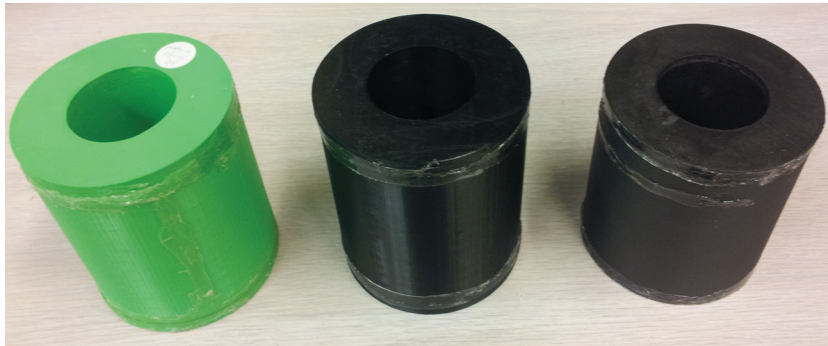


Figure 5.5 Géométries n°2.1 (à gauche), 2.2 (au centre), et 2.3 (à droite) utilisées pour les expérimentations. L'élément résonant est fabriqué par impression 3D. 2.1-2.2) Plastique de type ABS. 2.3) Plastique de type ABS renforcé de carbone.

La géométrie n°3, décrite dans l'annexe A est également fabriquée grâce à un prototypage 3D. Sa forme plus allongée permet d'augmenter la rigidité de la paroi frontale ainsi que de la paroi latérale. Grâce à cela, on peut diminuer les épaisseurs et donc réduire le poids de cette configuration. Cependant, pour une épaisseur de traitement et un diamètre de HR fixés, en utilisant cette configuration on réduit le volume interne du HR par rapport à la configuration cylindrique pour une même fréquence de résonance. On choisit donc d'augmenter l'épaisseur du HR pour isoler l'effet dû à la géométrie seule.



Figure 5.6 Géométrie n°3 utilisée pour les expérimentations. L'élément résonant est fabriqué par impression 3D. La forme allongée permet d'augmenter la rigidité sur la face frontale.

On a mesuré en tube d'impédance la matrice de transfert de chacune de ces configurations. Chaque résonateur est intégré au centre de la mousse de mélamine dont les propriétés sont indiquées dans le tableau 3.4. Le tube d'impédance utilisé est un tube d'impédance de section carrée de largeur 301 mm et la méthode utilisée est celle des 3M2C. Les résultats sont comparés pour chaque configuration avec la mousse seule sur la figure 5.7. On trace l'absorption et la perte par transmission pour les géométries n°2.1, 2.2, 2.3, 3 présentées sur les figures 5.5 et 5.6.

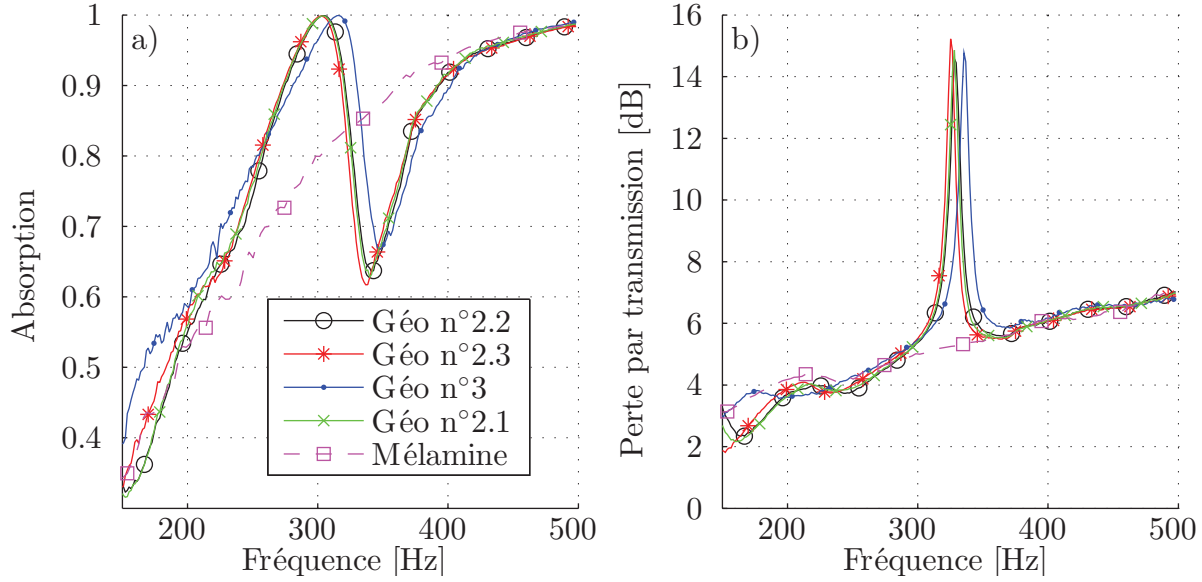


Figure 5.7 a) Absorption. b) Perte par transmission pour différentes configurations.

Chaque configuration possède le même volume interne ainsi que la même géométrie pour le col. Ainsi les seules différences sont dues à la géométrie de la cavité. On remarque que les résonateurs utilisant la géométrie n°2 donnent la même absorption et la même perte par transmission. La géométrie n°3, possède une fréquence de résonance plus élevée, et une perte par transmission légèrement plus faible. Cela est probablement dû aux effets de masse ajoutée par le fluide. En effet dans la géométrie n°2 le col est bafflé à l'extérieur alors que dans la géométrie n°3 celui-ci n'est plus bafflé. Cela change la longueur effective du col du résonateur entre les deux configurations.

On compare les différentes configurations dans le tableau 5.1. La masse des différents HRs est indiquée, ainsi que les matériaux, la masse surfacique et volumique ajoutée. On indique également le ratio de remplissage surfacique utilisé par les HRs. On remarque que la géométrie n°1 possède un remplissage surfacique très élevé (19.5%) mais une masse par résonateur très faible (7 g). On a cherché par la suite à augmenter la taille du HR pour

augmenter la performance à masse égale, ce ratio a donc diminué pour les configurations suivantes. Des problèmes de rigidité ont été rencontrés, c'est pourquoi la masse surfacique ajoutée par le traitement est plus importante pour les configurations 2.1 et 2.2 que pour la configuration 1. Avec l'utilisation de matériaux plus rigides pour les configurations 2.3 et 3 on réduit cette masse ajoutée de 990 g. m^{-2} à 700 g. m^{-2} .

Dans les tests effectués pour la partie suivante on utilise une géométrie analogue à la géométrie n°3. On diminue seulement l'épaisseur totale du résonateur afin d'obtenir un système plus réaliste. Cette géométrie est décrite dans l'annexe B. Cela a pour conséquence de diminuer la distance entre le col du résonateur et la paroi arrière de celui-ci. On doit donc augmenter la rigidité de celle-ci pour ne pas perdre en performance, on a donc l'inconvénient d'augmenter la masse totale. On voit ainsi que la masse ajoutée est dépendante de l'épaisseur maximale utilisable pour le traitement acoustique. Le tableau 5.2 indique les épaisseurs utilisées pour les parois ainsi que leurs masses.

Il est possible de décaler le HR par rapport à la mousse en l'avancant, comme montré sur la figure 5.8. On peut ainsi décaler la position du col du HR par rapport à la mousse, et l'on remarque sur la figure 5.9 une influence importante de ce paramètre sur la performance, dans le cas de la géométrie n°3.

On trace sur la figure 5.9 l'absorption et la perte par transmission pour les géométries n°2 et n°3, avec et sans décalage du HR. Le test a été répété en montant/démontant la configuration plusieurs fois. On remarque que l'absorption est peu influencée par la présence du décalage, mais que la perte par transmission à la fréquence de résonance varie fortement. Dans le cas de la géométrie n°3, lorsque l'on ajoute un décalage de 2 cm on augmente la perte par transmission d'environ 2 dB. Dans le cas de la géométrie n°2 cela n'a aucune influence.

Tableau 5.1 Paramètres utilisés pour les HRs.

Géométrie utilisée (n°)	1	2.1	2.2	2.3	3
Propriétés/Matériau	x	ABS	ABS	ABS et carbone	ABS et carbone
Remplissage surfacique	19.5%	7.8%	7.8%	7.8%	7.8%
Poids du HR [g]	7.1	110	132	79	65
Masse surfacique ajoutée [kg. m^{-2}]	0.99	1.18	1.42	0.85	0.7
Masse volumique ajoutée [kg. m^{-3}]	9.7	11.7	14	8.4	6.9

Tableau 5.2 Épaisseur et masse des parois arrière des HRs.

Géométrie utilisée (n°)	2-1	2-2	2-3	3	4
Matériau	ABS	ABS	ABS et carbone	ABS et carbone	ABS et carbone
Épaisseur de la paroi [mm]	6	6	4	4	8
Masse de la paroi [g]	28	33	19	23	30

On peut supposer que l'effet est dû aux mouvements du fluide à la sortie de l'orifice. En effet dans le cas de la géométrie n°2 le col du HR est bafflé, alors que dans le cas de la géométrie n°3 le col n'est pas bafflé, et il y a probablement des interactions avec le matériau poreux aux alentours du col.

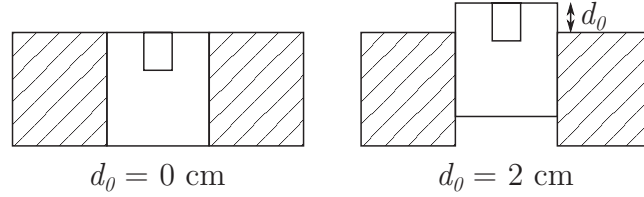


Figure 5.8 Illustration du décalage introduit entre le HR et la mousse.

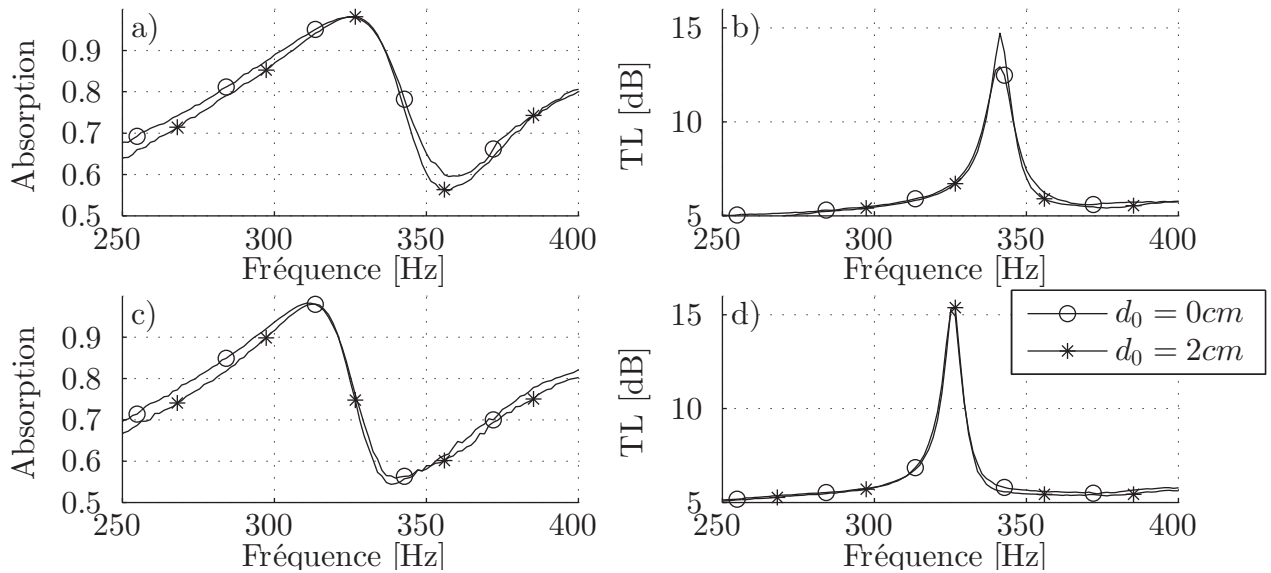


Figure 5.9 Comparaison des configurations avec un décalage de 0 cm et 2 cm. a) Absorption pour la géométrie n°3. b) Perte par transmission pour la géométrie n°3. c) Absorption pour la géométrie n°2. d) Perte par transmission pour la géométrie n°2.

La géométrie la plus optimisée est donc la géométrie de l'annexe B, analogue à la géométrie n°3, car celle-ci a une masse réduite à performance égale. On s'intéresse ensuite au mode de fixation du résonateur à l'intérieur de la matrice.

5.3 Intégration du résonateur dans la matrice

Le résonateur doit être fixé dans la matrice. Celle-ci peut être fibreuse ou poreuse, et le traitement peut être démontable ou indémontable. On a donc différents cas de figure.

Les modes de fixation du résonateur sont variés :

- fixation par adhérence à la matrice : HR plus large que l'emplacement dans la matrice, ne fonctionne que pour une mousse suffisamment rigide ;
- fixation par adhérence à la matrice : collage du HR sur la matrice ;
- fixation par adhérence à une paroi : collage sur une paroi, cela a l'avantage de réduire de manière très importante le poids du traitement acoustique, mais dans ce cas il devient indémontable ;
- installation de supports pour les HRs. Cette solution a l'inconvénient d'ajouter du poids.

Dans le cas de la structure du SYLDA, le traitement ne nécessite pas d'être démontable, on peut donc coller directement les HRs sur les parois rigides du fuselage. On peut ainsi réduire de manière importante le poids du traitement acoustique.

Dans le cas du tronçon du Learjet, on ne peut pas se permettre d'avoir un traitement acoustique indémontable, on doit donc utiliser une autre solution. On peut choisir de coller/scratcher les HRs sur la matrice poreuse, ou d'utiliser des HRs d'une taille plus importante que les perforations dans la matrice.

On doit ensuite valider la configuration obtenue sur un panneau de HRs intégrés dans un matériau poreux et étant excité en champs diffus.

5.4 Validation de la configuration choisie en chambre de transmission

Pour les tests en chambres de transmission, 15 HRs sont réalisés par prototypage 3D en utilisant la géométrie décrite dans l'annexe B. Une photo du HR utilisé pour les mesures est montrée sur la figure 5.10. Le remplissage utilisé lors du prototypage 3D pour le corps du HR est de 100 %. Pour la paroi arrière du HR on utilise un disque sandwich d'épaisseur 8 mm. En raison de l'indisponibilité de la mousse de mélamine, nous avons choisi d'intégrer ces HRs dans une mousse de polyuréthane (Super-Cushioning Polyurethane Foam Sheet 8643K533 de chez McMaster) épaisse de 10.15 cm. Les HRs remplissent 6.8 % de la surface du traitement acoustique. Les propriétés de cette mousse sont listées dans le tableau 5.3. La porosité, la résistivité ainsi que la masse volumique ont été caractérisées par une méthode directe, alors que les autres paramètres ont été caractérisés par une méthode inverse à partir de mesures en tube d'impédance. Les 15 HRs sont répartis de manière uniforme sur la surface du panneau acoustique. Le diamètre de la partie la plus large du HR est légèrement plus grand que le diamètre des perforations de la mousse (10 cm). On peut ainsi fixer l'ensemble des éléments résonants en les insérant simplement dans la mousse, et ceux-ci tiennent pas adhérence en comprimant la mousse.

Tableau 5.3 Paramètres du modèle de Johnson-Champoux-Allard de la mousse polyuréthane.

Paramètre JCA	Porosité	Tortuosité	Résistivité [Pa. s. m ⁻²]	Longueur caract. visqueuse [μm]	Longueur caract. thermique [μm]	Masse volumique [kg. m ⁻³]
Valeur	0.96	1.075	5815	102	269	29.5



Figure 5.10 Photographie du HR conforme à la géométrie n°4. Vue de dessus à gauche, vue en perspective à droite.

Un contrôle des paramètres de chaque HR est réalisé avant les tests. Ceux-ci sont pesés, et une mesure de perte par transmission est effectuée en tube d'impédance. On utilise la méthode des 3M2C, dans un tube de section carrée de 301 mm de largeur. On relève ainsi la fréquence de résonance et la perte par transmission à cette fréquence. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.4. On remarque que la masse est due à 58.3 % au corps du HR, à 39 % au fond du HR et à 3 % à la colle qui fixe ces deux parties entre elles. Le fond du HR possède une part non négligeable de la masse. On a en effet dû augmenter son épaisseur jusqu'à 8 mm pour que la perte par insertion du résonateur ne diminue pas. Dans cette configuration le col du HR étant très proche de cette paroi elle est fortement excitée.

La perte par insertion du résonateur est mesurée pour une cellule périodique de 301 mm de largeur. On remarque dans le tableau 5.4 que la perte par insertion et la fréquence de résonance sont peu variables ce qui atteste de la robustesse de la fabrication.

Pour la mesure en chambres de transmission la méthode de mesure est basée sur l'utilisation d'une sonde intensimétrique et détaillée dans la norme [ISO15186-1, 2000]. La mesure a lieu dans les chambres de transmission des laboratoires du GAUS à l'Université de Sherbrooke. L'excitation est un champ diffus large bande, de 100 Hz à 5 kHz créé par un haut-parleur JBL EON 15 G2 de 175 W. Le champs diffus est créé dans une salle réverbérante (de volume $\simeq 143 \text{ m}^3$, comportant des diffuseurs acoustiques, et présentée sur la figure 5.11 en haut), connectée à une chambre semi-anéchoïque (présentée sur la figure 5.11 en bas à gauche) via le panneau à tester. Celui-ci est pincé entre deux cadres et libre de mouvement sur ses frontières extérieures. Pour la sonde intensimétrique (Remote Control Unit ZH-0632) on utilise un écartement entre les microphones de 12 mm et les microphones utilisés sont d'un diamètre de 6.35 mm (paire de microphones B&K de type 4197) pour relever l'intensité. La mesure de pression dans la chambre réverbérante est effectuée grâce à un microphone de diamètre de 6.35 mm (microphone B&K de type 4189) tournant durant 80 s afin de moyenner spatialement le résultat. L'ensemble des résultats est obtenu entre 100 Hz et 5 kHz avec un pas fréquentiel de 2 Hz et ensuite moyenné en

Tableau 5.4 Étude de la variabilité des paramètres des HRs.

	Masse du corps [g]	Masse de la paroi arrière [g]	Masse de la colle [g]	Masse totale [g]	IL [dB] (à f_r)	f_r [Hz]
Moyenne	44.8	30	2	76.8	8.8	342.8
Écart type	1.6	0.4	0.2	1.5	0.3	0.5

1/12 d’octave. On obtient ainsi la perte par transmission acoustique du panneau grâce à la formule suivante [ISO15186-1, 2000] :

$$TL = L_p - L_i - 6 \text{ dB} \quad (5.1)$$

Avec L_p le niveau de pression acoustique référencé à 20 μPa dans la chambre réverbérante, mesuré par un microphone tournant et L_i le niveau d’intensité acoustique référencé à 1 $\text{pW} \cdot \text{m}^{-2}$ au niveau du panneau acoustique du côté de la chambre semi-anéchoïque.

On place notre traitement acoustique sur un panneau d’aluminium de dimensions 1.25 m \times 1.5 m. Les propriétés du panneau sont indiquées dans le tableau 5.5. L’amortissement du panneau a été caractérisé à l’aide de la méthode à -3 dB , avec le panneau monté entre les deux chambres de transmission. Une épaisseur d’air de 5 mm est laissée entre le panneau en aluminium et le traitement acoustique pour des commodités de montage du panneau d’aluminium entre la salle réverbérante et semi-anéchoïque. Les photos du panneau acoustique mesuré sont montrées sur la figure 5.11 en bas à droite.

Les résultats obtenus pour la perte par transmission à la fréquence de résonance du HR sont très dépendants de la technique utilisée pour effectuer la moyenne spatiale en intensité sur le traitement acoustique. En théorie un balayage doit être effectué sur l’ensemble du panneau, avec un pas spatial très fin afin de mesurer correctement les variations spatiales rapides de l’intensité près des cols des HRs. Une solution peut être d’utiliser un système de balayage 3D automatique, mais dans notre cas pour des raisons de simplicité le balayage est effectué à la main. Le trajet de la sonde sur le panneau influençant directement l’amplitude du pic de TL à la fréquence de résonance, on choisit pour moyenner spatialement de suivre le schéma de la figure 5.12.

Finalement, les résultats moyennés en 1/12 d’octave sont présentés sur la figure 5.13. En a) la perte par transmission pour la mousse seule (M) est comparée à la perte par transmission pour le traitement composé de HRs intégrés dans la mousse (HR + M).

Tableau 5.5 Propriétés du panneau d’aluminium utilisé pour les tests en chambres de transmission.

Module d’Young [GPa]	Coefficient de poisson	Amortissement	Masse volumique [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	Épaisseur [mm]	Fréquence de coïncidence [Hz]
69	0.33	2.9%	2740	3.2	3813

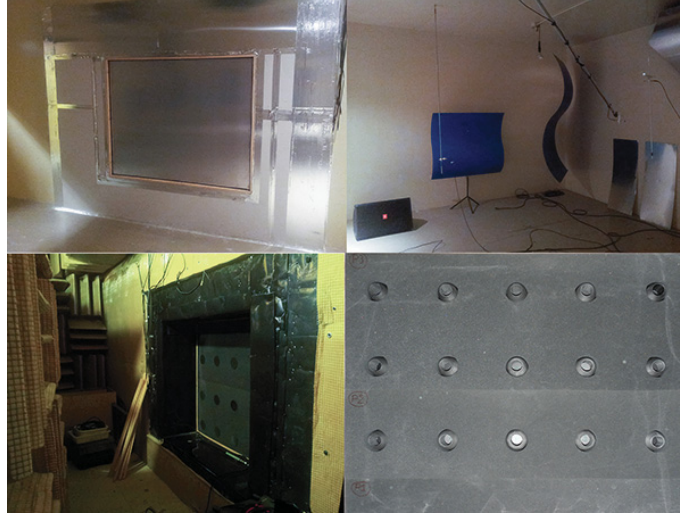


Figure 5.11 Photographie du montage utilisé pour la mesure en champs diffus. En haut à gauche, panneau d'aluminium placé dans la chambre réverbérante. En haut à droite, la chambre réverbérante. En bas à gauche, le traitement acoustique placé dans la chambre semi-anéchoïque. En bas à droite, le traitement acoustique utilisé.

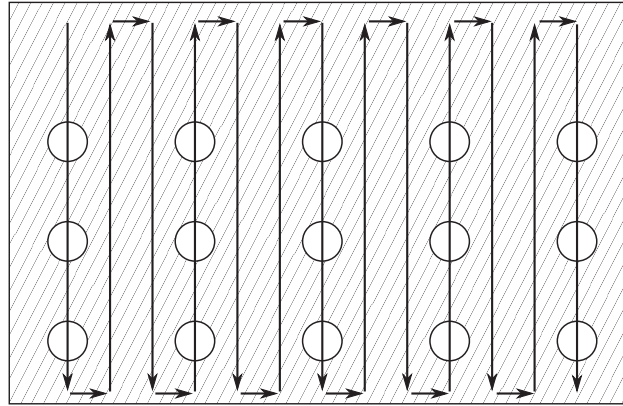


Figure 5.12 Schéma de la technique utilisée pour le moyennage spatial de l'intensité.

En b) on présente la perte par insertion du traitement par rapport à la mousse seule. On compare le cas où les HRs sont placés au centre de la mousse ($HR + M$) avec le cas où les HRs sont décalés par rapport à la mousse ($HR + M - d$), illustré par le schéma de la figure 5.8.

D'autre part, on utilise la méthodologie développée dans la partie 4.2.3 afin de calculer numériquement la perte par transmission acoustique en champs diffus. Tout d'abord, grâce à la géométrie du résonateur décrite dans l'annexe B on peut calculer la matrice de transfert du HR en utilisant le modèle de [Doutres *et al.*, 2015], basé sur les équations 2.11 et 2.19.

D'autre part, les propriétés de la mousse polyurethane, listées dans le tableau 5.3, nous permettent à partir du modèle JCA de construire la matrice de transfert du matériau poreux (équations 2.1, 2.2 et 2.14, et mousse modélisée comme limp). On calcule pour différents angles d'incidence les matrices de transferts du HR et de la mousse. Le HR ayant un comportement localement résonant, on garde son impédance de surface constante avec l'angle. Pour la mousse polyuréthane on utilise l'équation 4.14 afin de prendre en compte l'angle d'incidence. Finalement, on combine ces deux matrices de transfert grâce à la méthode P-TMM (équations 2.17 et 2.18). On obtient ainsi la matrice de transfert du traitement acoustique.

Ensuite, on utilise le logiciel NOVA 2016 afin de calculer la réponse globale de la structure (panneau d'aluminium traité). On peut injecter dans NOVA la matrice de transfert du traitement acoustique calculée précédemment. Celle-ci sera valable à un angle d'incidence donné. Cela nous permet de combiner le traitement acoustique avec le panneau d'aluminium utilisé pendant la mesure (tableau 5.5). La configuration utilisée est : domaine d'émission (air) - panneau en aluminium - épaisseur d'air de 6 mm - traitement acoustique - domaine de réception (air). On utilise également une correction dans NOVA afin de prendre en compte la taille finie du panneau (FTMM). On excite à l'aide d'une onde plane en incidence oblique le matériau acoustique et on obtient sa perte par transmission.

On peut ensuite intégrer sur l'ensemble des angles d'incidence (4.20, 4.21) afin d'obtenir la perte par transmission en champs diffus. On utilise dans notre cas une intégration par points de Gauss (31 points de Gauss selon l'angle θ et 3 points de Gauss selon l'angle ϕ). Pour finir, on moyenne en fréquences les résultats en 1/12 d'octave. Les résultats sont présentés sur la figure 5.13. On compare en a) la perte par transmission obtenue expérimentalement (HR + M) et la perte par transmission obtenue numériquement (P-TMM). On compare en b) la perte par insertion du résonateur par rapport à la mousse, pour les données expérimentales (HR + M), et pour le modèle numérique (P-TMM).

Sur la figure 5.13 b), la perte par insertion est d'environ 5 dB à la fréquence de 336 Hz (fréquence centrale du 1/12 d'octave), ce qui montre un effet important du résonateur malgré le très faible ratio surfacique des éléments résonants par rapport à la mousse (6.8%). À cause de la moyenne fréquentielle la perte par insertion du HR est plus faible que lors des essais réalisés en tubes d'impédance (tableau 5.4) : 8.8 dB à 342.8 Hz, mais la fréquence de résonance semble correspondre. Des résultats semblables sont obtenus par [Doutres *et al.*, 2015]. En dehors de cette fréquence, le résonateur n'a pas d'effet sur la perte par transmission sauf à la fréquence critique de la plaque d'aluminium. La perte par insertion du résonateur est correctement prédite par le modèle numérique : la fréquence

de résonance du HR et la perte par insertion à la résonance sont proches des résultats expérimentaux. En dehors de cette fréquence, la perte par insertion est presque nulle.

On remarque sur la figure 5.13 a) des différences importantes en hautes fréquences, au niveau de la fréquence de coïncidence. La perte par transmission dans la configuration (HR + M) est plus faible que dans le cas de la mousse seule. On notera que la paroi arrière des HRs est très proche du panneau. Or à la fréquence de coïncidence l'efficacité de rayonnement est maximale, ainsi on peut faire l'hypothèse que le panneau excite fortement la paroi arrière du HR ce qui peut réduire la perte par transmission. Dans le cas où les HRs sont décalés sur la figure 5.13 b), on remarque que contrairement aux mesures en ondes planes la perte par transmission à la fréquence de résonance n'augmente pas. Par contre on remarque au niveau de la fréquence de coïncidence que la perte par insertion est quasiment nulle. Or, dans le cas où les HRs ne sont pas décalés celle-ci descend à -4 dB. De plus, le modèle numérique prédit correctement la perte par transmission du matériau acoustique sur l'ensemble du spectre (100 Hz - 5 kHz), mais surestime légèrement la perte par transmission à la fréquence de coïncidence, car il ne prend pas en compte les interactions mécaniques directes entre le panneau d'aluminium et la structure du HR.

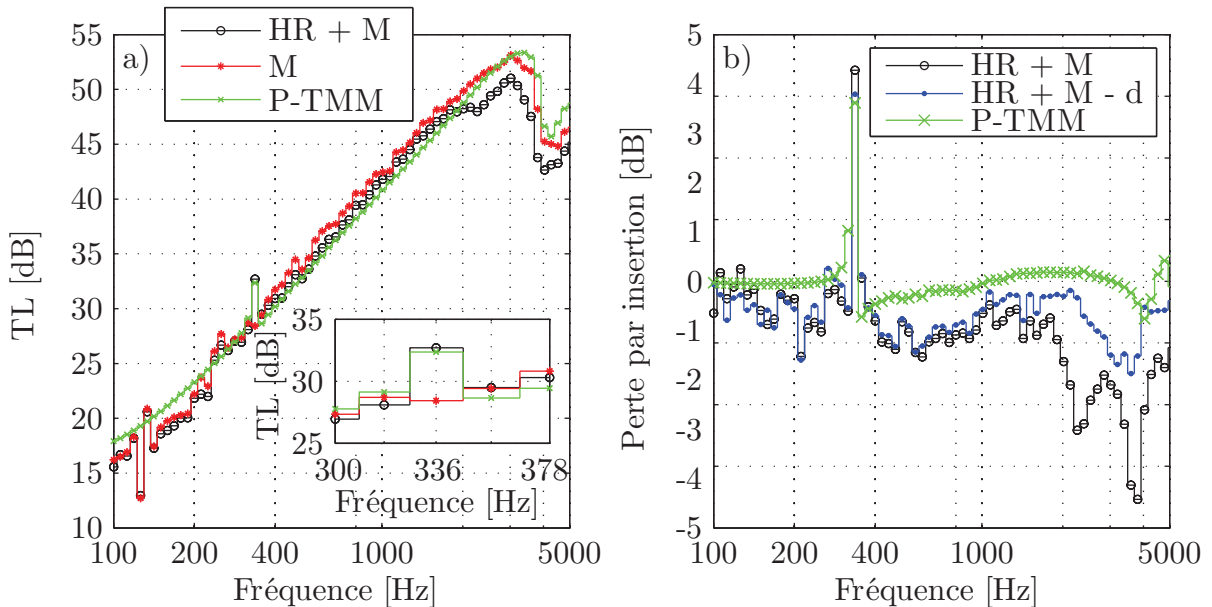


Figure 5.13 a) Perte par transmission de la mousse seule (M), de HRs intégrés dans la mousse (HR + M), et de HRs intégrés dans la mousse pour le modèle P-TMM (P-TMM). b) Perte par insertion des HRs intégrés dans la mousse avec un décalage de 0 cm (HR + M), 2 cm (d) (HR + M - d), et 0 cm avec le modèle P-TMM (P-TMM).

On peut cependant noter que les HRs étant très sélectifs, il serait intéressant de faire une mesure en ton pur afin d'obtenir la perte par insertion du traitement à la fréquence exacte de résonance.

Résumé :

On notera plusieurs choses sur le fonctionnement en conditions réelles du traitement acoustique :

- lorsque l'on augmente le niveau d'excitation acoustique (en ondes planes), des effets non-linéaires apparaissent. À partir de 110 dB dans notre cas, la fréquence de résonance augmente et la perte par transmission du HR diminue ;
- on a réduit la masse du HR en utilisant un matériau et une géométrie augmentant la rigidité afin de diminuer les épaisseurs ;
- dans certains cas, l'interaction acoustique-structure doit être prise en compte (col très proche de la paroi arrière du HR) ;
- la perte par insertion obtenue avec le traitement étudié est d'environ 5 dB à la fréquence de résonance pour un ajout de 5.85 kg. m^{-3} . Il existe une marge de progression importante sur la paroi arrière du HR qui compte pour 39% de la masse ;
- lorsque l'on colle le HR à la paroi la perte par transmission à la fréquence de coïncidence de la plaque chute de plusieurs dBs ;
- il est possible de calculer avec une bonne précision la perte par transmission d'un système traité (résonateurs et mousse) grâce à la méthode de la P-TMM en incidence oblique

CHAPITRE 6

CONCLUSION

Une étude a été effectuée pour un matériau acoustique composé de résonateurs d’Helmholtz intégrés dans un matériau poreux, afin d’adapter la géométrie du système isolant pour maximiser la perte par transmission du traitement acoustique.

Dans un premier temps, nous avons calculé pour des dimensions géométriques contraintes ($h < 10.15$ cm), et en basses fréquences ($f < 400$ Hz), les configurations optimisées permettant d’augmenter la perte par transmission ($IL > 5$ dB) du traitement acoustique tout en gardant une performance importante en absorption ($\alpha > 0.9$ pour $f > 400$ Hz), et une masse réduite. Un compromis masse/performance a été trouvé, et une géométrie optimale, maximisant la rigidité de l’élément résonant, choisie.

La performance du système peut être calculée en ondes planes grâce à la méthode des matrices de transfert. Nous avons proposé une adaptation de cette méthode pour prédire les performances du traitement en incidence oblique et en champs diffus, ce qui permet l’utilisation d’un modèle SEA afin de prédire la performance du traitement intégré dans un environnement acoustique complexe.

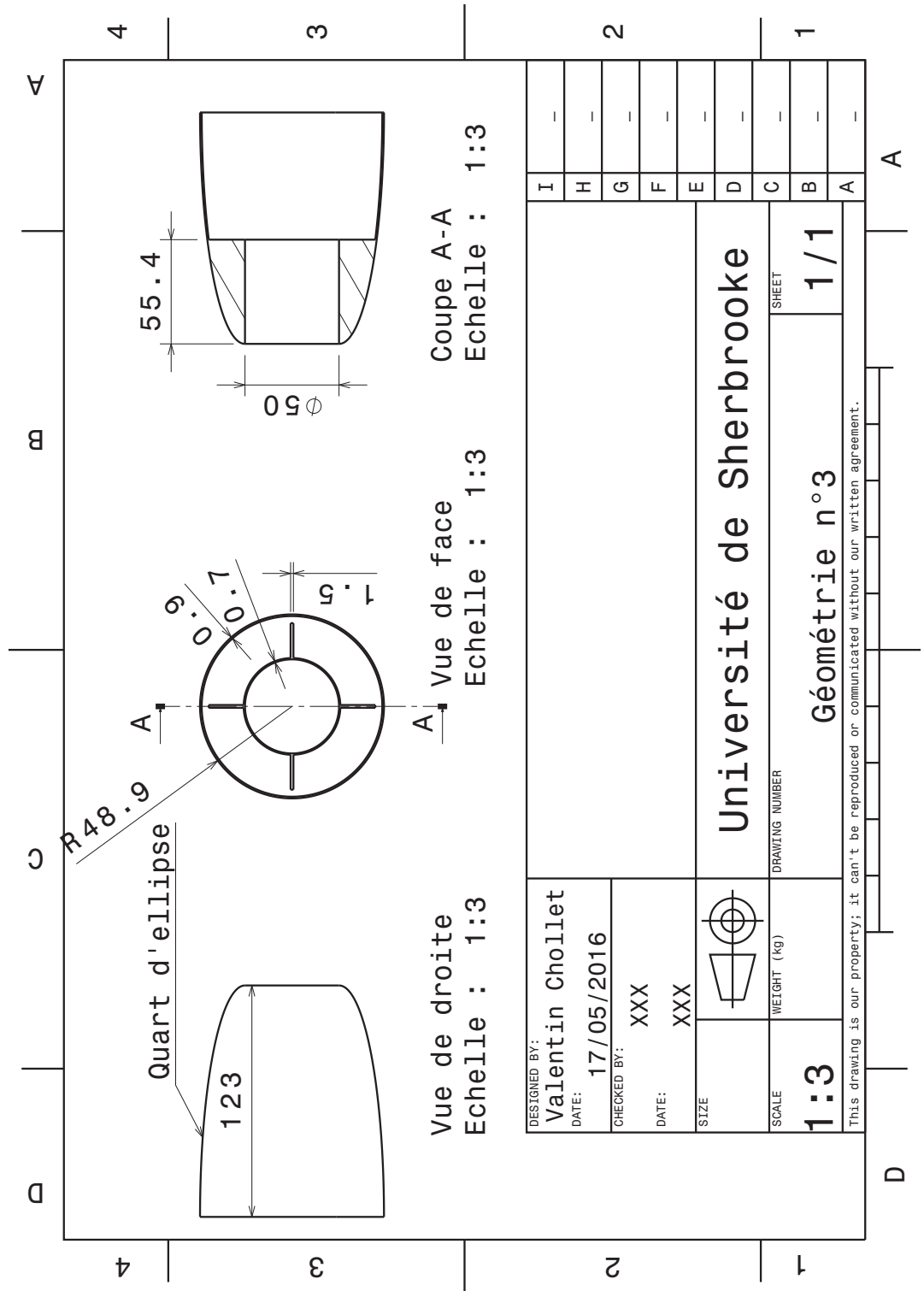
La performance du traitement acoustique a été étudiée expérimentalement, en tube d’impédance et en chambres de transmission. On a comparé plusieurs configurations numériquement et choisi le meilleur compromis après des validations en tube d’impédance. Le modèle numérique a également été validé en tube d’impédance. La configuration choisie a été fabriquée et testée en chambres de transmission. Celle-ci permet une perte par insertion en champs diffus d’environ 5 dB à 343 Hz pour une masse surfacique ajoutée de 590 g.m^{-2} . On peut encore diminuer la masse ajoutée en optimisant la paroi arrière du résonateur. On a vérifié expérimentalement que des hauts niveaux d’excitation en ondes planes (supérieurs ou égaux à 110 dB pour la configuration étudiée) diminuent la perte par transmission à cause de l’apparition d’effets non-linéaires.

Finalement, ce projet a permis d’améliorer les performances acoustiques en basses fréquences tout en gardant un système performant en hautes fréquences avec un matériau ajoutant peu de masse. De plus, il pourrait s’intégrer directement dans les matériaux d’isolation déjà existants. Les partenaires industriels bénéficieront également d’un outil d’optimisation et de prédiction adapté aux matériaux embarquant des éléments résonants.

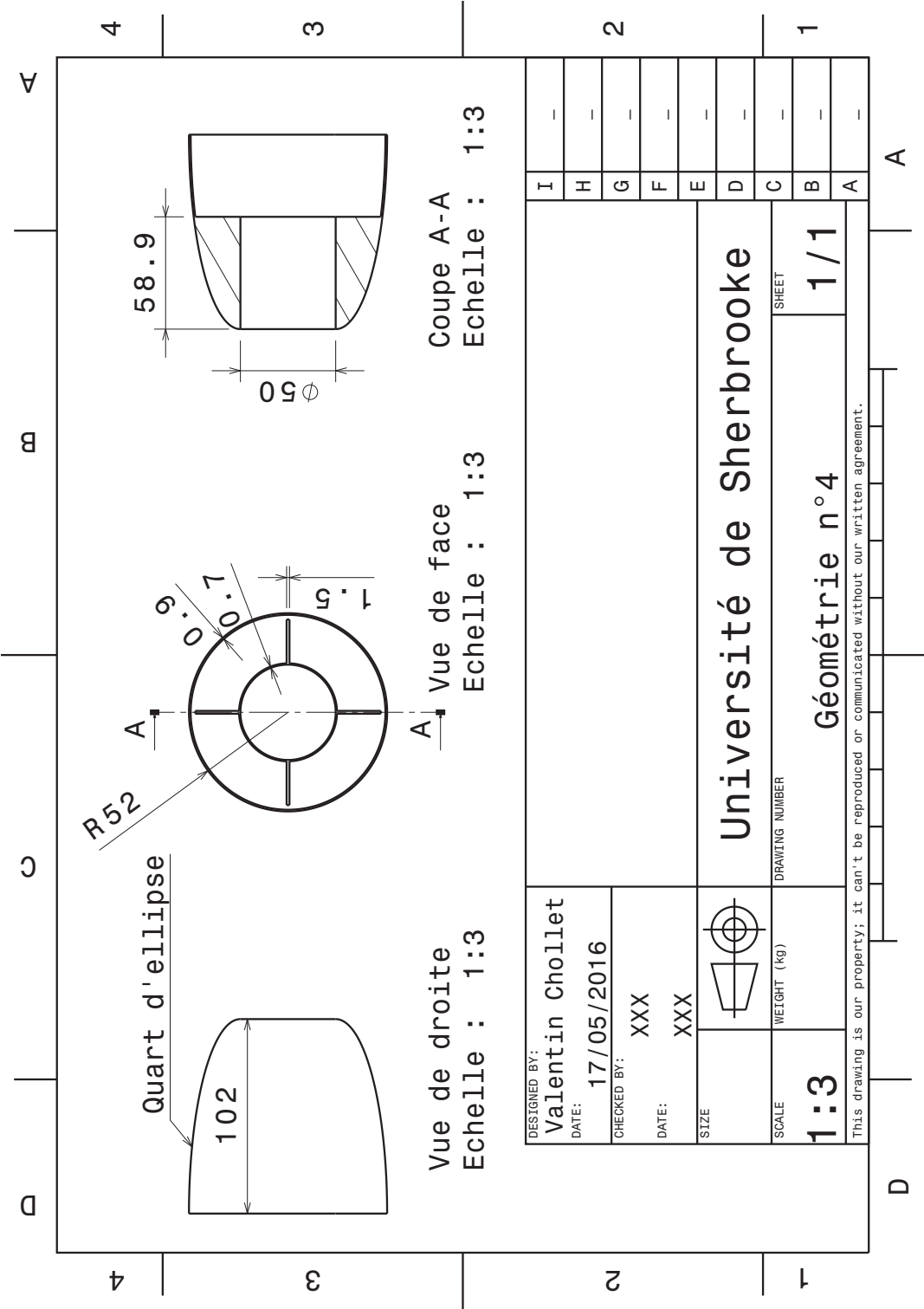
Pour la suite de ce projet des études complémentaires pourraient être effectuées afin de connaître l'impédance exacte du résonateur en fonction de la configuration géométrique et une étude étudiant l'influence de la distance entre le col et la paroi arrière du HR sur la perte par transmission. Ainsi la configuration optimale pourrait être déterminée plus précisément à l'aide des méthodes développées dans cette maîtrise.

Une étude approfondie est également nécessaire pour améliorer la modélisation du système complet sous différents types d'excitations.

Géométrie n°3



ANNEXE B
Géométrie n°4



LISTE DES RÉFÉRENCES

- Abbad, A., Ouisse, M. et Atalla, N. (2016). Numerical Investigations on a Tunable Helmholtz Resonator : Integration of a Passive Polymer Membrane in a Helmholtz Resonator. *SAE Technical Paper*, volume 01-1842, p. 1–4.
- Allard, J. et Atalla, N. (2009). *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials*, 2^e édition. Wiley, 1–372 p.
- Alster, M. (1972). Improved calculation of resonant frequencies of Helmholtz resonators. *Journal of Sound and Vibration*, volume 24, numéro 1, p. 63–85.
- ASTM E2611-09 (2009). Standard Test Method for Measurement of Normal Incidence Sound Transmission of Acoustical Materials Based on the Transfer Matrix Method. *American Society for Testing of Materials*.
- Boutin, C. (2013). Acoustics of porous media with inner resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 134, numéro 6, p. 4717–4729.
- Boutin, C. et Becot, F. X. (2015). Theory and experiments on poro-acoustics with inner resonators. *Wave Motion*, volume 54, p. 76–99.
- Brouard, B., Castagnède, B., Henry, M. et Lafarge, D. (2003). Mesure des propriétés acoustiques des matériaux poreux. *Techniques de l'ingénieur Acoustique : mesures, contrôle, applications*, , numéro r6120.
- Cai, X., Guo, Q., Hu, G. et Yang, J. (2014). Ultrathin low-frequency sound absorbing panels based on coplanar spiral tubes or coplanar Helmholtz resonators. *Applied Physics Letters*, volume 105, numéro 12.
- Champoux, Y. et Allard, J. F. F. (1991). Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. *Journal of Applied Physics*, volume 70, numéro 4, p. 1975–1979.
- Chanaud, R. (1997). Effects of Geometry on the Resonance Frequency of Helmholtz Resonators, Part II. *Journal of Sound and Vibration*, volume 204, numéro 5, p. 829–834.
- Chanaud, R. C. (1994). Effects Of Geometry On The Resonance Frequency Of Helmholtz Resonators. *Journal of Sound and Vibration*, volume 178, numéro 3, p. 337–348.
- Dickey, N. S. et Selamet, A. (1996). Helmholtz resonators : One-dimensional limit for small cavity length-to-diameter ratios. *Journal of Sound and Vibration*, volume 195, numéro 3, p. 512–517.
- Ding, C., Chen, H., Zhai, S., Liu, S. et Zhao, X. (2015). The anomalous manipulation of acoustic waves based on planar metasurface with split hollow sphere. *Journal of Physics D : Applied Physics*, volume 045303, p. 45303.
- Ding, C., Hao, L. et Zhao, X. (2010). Two-dimensional acoustic metamaterial with negative modulus. *J. Appl. Phys.*, volume 108, numéro 7, p. 74911.

- Ding, C.-L. L. et Zhao, X.-P. P. (2011). Multi-band and broadband acoustic metamaterial with resonant structures. *Journal of Physics D : Applied Physics*, volume 44, numéro 21, p. 215402.
- Doutres, O., Atalla, N. et Osman, H. (2015). Transfer matrix modeling and experimental validation of cellular porous material with resonant inclusions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 137, numéro 6.
- Efimtsov, B. M. et Lazarev, L. A. (2001). Sound transmission loss of panels with resonant elements. *Acoustical Physics*, volume 47, numéro 3, p. 291–296.
- Fahy, F. J. et Schofield, C. (1980). A note on the interaction between a Helmholtz resonator and an acoustic mode of an enclosure. *Journal of Sound and Vibration*, volume 72, numéro 3, p. 365–378.
- Fang, N., Xi, D., Xu, J., Ambati, M., Srituravanich, W., Sun, C. et Zhang, X. (2006). Ultrasonic metamaterials with negative modulus. *Nature materials*, volume 5, numéro 6, p. 452–456.
- Fok, L., Ambati, M. et Zhang, X. (2008). Acoustic Metamaterials. *MRS Bulletin*, volume 33, p. 931–934.
- Fokin, V., Ambati, M., Sun, C. et Zhang, X. (2007). Method for retrieving effective properties of locally resonant acoustic metamaterials. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, volume 76, numéro 14, p. 1–5.
- Hersh, A. S., Walker, B. E. et Celano, J. W. (2003). Helmholtz resonator impedance model, Part 1 : Nonlinear behavior. *AIAA Journal*, volume 41, numéro 5, p. 795–808.
- Ingard, U. (1950). Acoustic Circulation Effects and the Nonlinear Impedance of Orifices. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 22, numéro 2, p. 211.
- Ingard, U. (1953). On the Theory and Design of Acoustic Resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 25, numéro 6, p. 1037–1061.
- Ingard, U. (1967). Acoustic Nonlinearity of an Orifice. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 42, numéro 1, p. 6.
- ISO15186-1 (2000). Acoustics - measurement of sound insulation in buildings and of building elements using sound intensity - part 1 : Laboratory measurements. *International Standard Organization*.
- Jiang, X., Liang, B., Li, R.-q., Zou, X.-y., Yin, L.-l. et Cheng, J.-c. (2014). Ultra-broadband absorption by acoustic metamaterials. *Applied Physics Letters*, volume 105, numéro 24, p. 243505.
- Jing, X., Meng, Y. et Sun, X. (2015). Soft resonator of omnidirectional resonance for acoustic metamaterials with a negative bulk modulus. *Scientific reports*, volume 5, numéro October, p. 16110.

- Johnson, D. L., Koplik, J. et Dashen, R. (1987). Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 176, numéro -1, p. 379–402.
- Kaina, N., Lemoult, F., Fink, M. et Lerosey, G. (2015). Negative refractive index and acoustic superlens from multiple scattering in single negative metamaterials. *Nature*, volume 525, numéro 7567, p. 77–81.
- Kim, S., Kim, Y.-H. H. et Jang, J.-H. H. (2006). A theoretical model to predict the low-frequency sound absorption of a Helmholtz resonator array (L). *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 119, numéro 4, p. 1933–1936.
- Kinsler, L. E. (2000). *Fundamentals of acoustics*, 4^e édition. Wiley, 560 p.
- Kuntz, H. L., Prydz, R. A., Balena, F. J. et Gatineau, R. J. (1991). Development and testing of cabin sidewall acoustic resonators for the reduction of cabin tone levels in propfan-powered aircraft. *Noise Control Engineering Journal*, volume 37, numéro 3, p. 129–142.
- Lagarrigue, C., Groby, J. P., Tournat, V., Dazel, O. et Umnova, O. (2013). Absorption of sound by porous layers with embedded periodic arrays of resonant inclusions. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 134, numéro 6, p. 4670–4680.
- Levine, H. et Schwinger, J. (1948). On the radiation of sound from an unflanged circular pipe. *Physical Review*, volume 73, numéro 4, p. 383–406.
- Liu, Y., Hou, Z. et Fu, X. (2016). General band gap condition in one-dimensional resonator-based acoustic metamaterial. *Physics Letters A*, volume 1, numéro 9-10, p. 1–5.
- Mason, J. M. et Fahy, F. J. (1988). The use of acoustically tuned resonators to improve the sound transmission loss of double-panel partitions. *Journal of Sound and Vibration*, volume 124, numéro 2, p. 367–379.
- Naify, C. J., Chang, C. M. M., McKnight, G. et Nutt, S. (2010). Transmission loss and dynamic response of membrane-type locally resonant acoustic metamaterials. *Journal of Applied Physics*, volume 108, numéro 11.
- Nielsen, A. K. (1949). Acoustic Resonators of circular cross-section and with axial symmetry. *Transactions of the Danish Academy of Technical Sciences*, volume 10, p. 1–70.
- Panneton, R. (2007). Comments on the limp frame equivalent fluid model for porous media. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 122, numéro 6, p. EL217–EL222.
- Panneton, R. (2009). Sound transmission loss evaluation of trim panel samples by surface impedance measurements. Dans *38th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering 2009, INTER-NOISE 2009*. volume 2. Noise Control Foundation, p. 1050–1056.

- Park, S. H. (2013). Acoustic properties of micro-perforated panel absorbers backed by Helmholtz resonators for the improvement of low-frequency sound absorption. *Journal of Sound and Vibration*, volume 332, numéro 20, p. 4895–4911.
- Pietrzko, S. J. et Mao, Q. (2008). New results in active and passive control of sound transmission through double wall structures. *Aerospace Science and Technology*, volume 12, numéro 1, p. 42–53.
- Prydz, R. A., Wirt, L. S., Kuntz, H. L. et Pope, L. D. (1990). Transmission loss of a multilayer panel with internal tuned Helmholtz resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 87, numéro 4, p. 1597–1602.
- Rayleigh, B. et Lindsay, R. B. (1945). *The theory of sound*, 2^e édition. Dover Publications, New York, 1042 p.
- Rossi, M. (1988). *Acoustics and electroacoustics*. The Artech House Acoustics Library, Artech House, Incorporated.
- Salissou, Y., Panneton, R. et Doutres, O. (2012). Complement to standard method for measuring normal incidence sound transmission loss with three microphones. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 131, numéro 3, p. EL216–EL222.
- Selamet, A., Dicky, N. S. et Novak, J. M. (1995). Theoretical computational and experimental investigation of Helmholtz resonators with fixed volume : lumped versus distributed analysis. *Journal of Sound and Vibration*, volume 187, numéro 2, p. 358–367.
- Selamet, a. et Ji, Z. L. (2000). Circular asymmetric Helmholtz resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 107, numéro 5 I, p. 2360–2369.
- Selamet, A. et Lee, I. (2003). Helmholtz resonator with extended neck. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 113, numéro 4 I, p. 1975–1985.
- Selamet, a., Radavich, P. M., Dickey, N. S. et Novak, J. M. (1997). Circular concentric Helmholtz resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 101, numéro 1, p. 41–51.
- Selamet, a., Xu, M. B., Lee, I. J. J. et Huff, N. T. (2005). Helmholtz resonator lined with absorbing material. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 117, numéro 2, p. 725–733.
- Sheng, P., Zhang, X. X., Liu, Z. et Chan, C. T. (2003). Locally resonant sonic materials. *Physica B : Condensed Matter*, volume 338, numéro 1-4, p. 201–205.
- Shi, X. et Ming Mak, C. (2015). Helmholtz resonator with a spiral neck. *Applied Acoustics*, volume 99, p. 68–71.
- Singh, D. K. et Rienstra, S. W. (2014). Nonlinear asymptotic impedance model for a Helmholtz resonator liner. *Journal of Sound and Vibration*, volume 333, numéro 15, p. 3536–3549.

- Song, B. H. et Bolton, J. S. (2000). A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 107, numéro 3, p. 1131.
- Sugie, S., Yoshimura, J. et Iwase, T. (2009). Effect of inserting a Helmholtz resonator on sound insulation in a double-leaf partition cavity. *Acoustical Science and Technology*, volume 30, numéro 5, p. 317–326.
- Verdiere, K., Panneton, R., Elkoun, S., Dupont, T. et Leclaire, P. (2013). Transfer matrix method applied to the parallel assembly of sound absorbing materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 134, numéro 6, p. 4648–4658.
- Wang, Z. G., Lee, S. H., Kim, C. K., Park, C. M., Nahm, K. et Nikitov, S. A. (2008). Effective medium theory of the one-dimensional resonance phononic crystal. *Journal of Physics : Condensed Matter*, volume 20, numéro 5, p. 055209.
- Wright, O. B., Lee, S. H. et Wright, O. B. (2015). On the Origin of Negative Density and Modulus in Acoustic Metamaterials. volume 024302, p. 1–15.
- Xiao, Y., Wen, J. et Wen, X. (2012). Sound transmission loss of metamaterial-based thin plates with multiple subwavelength arrays of attached resonators. *Journal of Sound and Vibration*, volume 331, numéro 25, p. 5408–5423.
- Yang, D., Wang, X. et Zhu, M. (2014). The impact of the neck material on the sound absorption performance of Helmholtz resonators. *Journal of Sound and Vibration*, volume 333, numéro 25, p. 6843–6857.
- Yang, Z., Mei, J., Yang, M., Chan, N. H. et Sheng, P. (2008). Membrane-type acoustic metamaterial with negative dynamic mass. *Physical Review Letters*, volume 101, numéro 20, p. 1–4.

